



Tomographie Optique Cohérente et Optique Adaptative. Étude d'un prototype d'application à l'ophtalmologie

David Lafaille

► To cite this version:

David Lafaille. Tomographie Optique Cohérente et Optique Adaptative. Étude d'un prototype d'application à l'ophtalmologie. Biophysique [physics.bio-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. NNT: . tel-00010421

HAL Id: tel-00010421

<https://theses.hal.science/tel-00010421>

Submitted on 5 Oct 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 7

Présentée par :

David Lafaille

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 7

Sujet de la thèse :

Tomographie Optique Cohérente et Optique Adaptative

Étude d'un prototype d'application à l'ophtalmologie

Jacques Le Bourlot	Président
Pierre Chavel	Rapporteur
Chris Dainty	Rapporteur
Claude Boccara	Examineur
Sacha Loiseau	Examineur
François Lacombe	Directeur
Eric Gendron	Invité

Table des matières

1	L'Œil	15
1.1	L'utilité de l'imagerie rétinienne[1, 2]	16
1.2	L'utilité de l'imagerie <i>in vivo</i>	20
1.3	Anatomie de l'œil	20
1.4	Les mouvements oculaires	22
1.4.1	Les différents types de mouvements	22
1.4.2	Synthèse des caractéristiques des mouvements oculaires	23
1.5	Conclusion	23
2	Les réponses de principe	25
2.1	Spécifications globales du système	26
2.2	Le couplage OCT/OA	30
2.2.1	L'OCT plein champ	30
2.2.2	L'Optique Adaptative	35
2.2.3	La résolution axiale pour l'imagerie ophtalmologique à partir d'optique adaptative simple	39
2.2.4	Le traitement multiphase interférométrique	40
2.2.5	La solution Wollaston	41
2.2.6	L'immobilisation de l'œil et le principe de mire active	45
2.2.7	Le principe du couplage entre l'OCT et l'optique adaptative	47
2.3	Les contraintes liées à ces solutions	55
2.3.1	Les normes de sécurité oculaire [3]	55
2.3.2	L'estimation du rapport signal sur bruit (SNR)	59
2.3.3	Le flux nécessaire	61
2.3.4	La cohérence de la source	64
2.3.5	Les limitations de principe et les calibrations nécessaires	66
2.3.6	Le chromatisme de l'œil	70
2.3.7	Remarques sur la biréfringence de l'œil	81
2.4	Bilan des solutions de principe	83
2.4.1	Le principe du couplage	83
2.4.2	Le principe du montage Wollaston	84
2.4.3	Le choix d'une source d'imagerie	85
2.4.4	Le choix d'un détecteur	86
2.5	Conclusion	86
3	Choix d'une configuration de couplage	89
3.1	Préambule	90
3.2	Le détecteur	91
3.2.1	Les critères	91
3.2.2	Le choix	91
3.2.3	Calibration/mesure/comparaison des performances du détecteur	92
3.3	Le miroir déformable	93
3.3.1	Les critères	93

3.3.2	Le choix	95
3.4	Le schéma optique	96
3.4.1	Le montage optique	96
3.4.2	Le dimensionnement	99
3.5	La source d'imagerie	103
3.5.1	Les critères	103
3.5.2	La source choisie	106
3.6	La source de référence de l'optique adaptative	107
3.6.1	Les lames séparatrices dichroïques	107
3.7	L'analyseur de surfaces d'onde	108
3.8	Le contrôle d'interface	109
3.8.1	Éléments constitutifs	109
3.8.2	Le diagramme fonctionnel	109
3.8.3	L'encombrement	110
3.8.4	Les systèmes d'exploitation et les interfaces utilisateur	110
3.8.5	L'interface sujet-instrument	111
3.8.6	La hauteur de faisceau	111
3.8.7	Interfaces logicielles	111
3.8.8	Les interfaces électroniques	111
3.8.9	Description des fonctions logicielles	111
3.9	Conclusion	113
4	Performances théoriques du montage	115
4.1	Préambule	116
4.2	La transmission	116
4.3	Les aberrations statiques dans le montage optique	118
4.3.1	Le bras de mesure	119
4.3.2	Le bras de référence	121
4.3.3	Le bras de sortie	125
4.4	Les défauts de surface des optiques	125
4.5	Les aberrations différentielles dans le montage interférométrique	127
4.6	La sensibilité finale	129
4.7	La distorsion	131
4.8	L'alignement des polarisations dans le bras de sortie	132
4.9	Le choix des composants	132
4.10	Conclusions	132
4.11	Une hypothèse supplémentaire	133
5	L'alignement du montage	137
5.1	Introduction	138
5.1.1	Schéma optique d'ensemble	138
5.1.2	Schéma optique coté	139
5.1.3	Positions des foyers et des pupilles	140
5.2	Matériel	140
5.2.1	Sources	140
5.2.2	Instruments de mesure	141
5.3	Remarques préliminaires	141
	Préambule	141
5.3.1	Convention sur le nom donné aux faces du cube polarisant CPE	141
5.3.2	La position de la pupille du montage:	142
5.3.3	Les mesures au HASO:	142
5.3.4	A propos de la mesure de rayons de courbure:	144
5.3.5	La mesure de contraste des franges d'interférence	144
5.3.6	Evaluation de la lumière parasite en fonction du positionnement des lames quart d'onde	144

5.3.7	Mesure de la puissance lumineuse au sortir du diaphragme	145
5.4	Procédure d'alignement	146
5.5	Premières mesures	146
5.6	Conclusion	146
6	Proposition d'une méthode de calibration	147
6.1	Les problèmes posés	148
6.2	La distorsion	148
6.2.1	Dans l'interféromètre	148
6.2.2	Dans le bras de sortie 4-phases	149
6.2.3	Critère de compensation/calibration	149
6.3	La transmission dans le bras de sortie	150
7	Conclusions et perspectives	153
A	Longueur de cohérence	155
B	Défocalisation et coefficient de Zernike	159
C	La profondeur de champ	161
D	Estimateurs pour le 4-phases	165
E	Définitions	169
F	Sources du montage	171

Table des figures

1.1	Estimation mondiale des atteintes visuelles par région OMS	18
1.2	Importance des causes de cécité sur le nombre total de cas dans le monde en 2002	18
1.3	Anatomie simplifiée du globe oculaire	20
1.4	Illustration d'une coupe de rétine	21
2.1	Densité spatiale des photorécepteurs dans la rétine humaine [2]	26
2.2	Mesures des déviations verticales et horizontales de la visée du patient VG dans l'expérience d'optique adaptative en fonction du flux	28
2.3	Principe du système OCT plein champ de l'ESPCI (Crédit: F. Lacombe).	32
2.4	Premier principe d'OCT plein champ «ophtalmologique».	33
2.5	Premier choix de configuration pour la voie d'entrée et les voies référence et échantillon pour l'OCT plein champ. La voie d'entrée permet de conjuguer la source S, qui définit la pupille, dans le cube CSP. La pupille est alors transportée <i>via</i> un montage afocal dans chacun des bras et conjuguée au retour dans le cube. f désigne la focale des lentilles, ici identiques. Les symboles sont les mêmes que sur la figure 2.4 et les traits pointillés localisent un plan pupille.	35
2.6	Schéma de principe d'un système d'optique adaptative [4].	36
2.7	Schéma du montage de l'imagerie rétinienne par optique adaptative développée au LESIA. Les voies d'analyse et d'imagerie sont distinguées [5].	37
2.8	Schéma de principe de fonctionnement d'un Shack-Hartmann.(a)vue perpendiculaire à l'axe optique de faisceaux au travers de microlentilles pour un front d'onde plan et un front d'onde aberrant. Répartition des images (spots) formées par les microlentilles sur la caméra pour un front d'onde plan (b) et un front d'onde aberrant (c) [1]	37
2.9	Image de $2^\circ \times 3^\circ$ obtenue grâce à la superposition de champs élémentaires de 1° corrigés grâce à un système d'optique adaptative simple	38
2.10	Deux images séparées de $240 \mu m$ en profondeur représentant $2^\circ \times 3^\circ$ de champ. La trame des vaisseaux sur l'une apparaît en ombre portée sur l'autre.	39
2.11	Variation du rapport de Strehl en fonction de la défocalisation dans l'œil en μm	40
2.12	Principe du prisme de Wollaston: deux polarisations orthogonales entre elles, alignées avec les axes du prisme et perpendiculaires à l'axe d'incidence sont déviés d'un angle opposé autour de l'axe optique	41
2.13	Schéma d'OCT plein champ avec traitement Wollaston 2-phases simultané. W représente le prisme de Wollaston. DO la lame demi-onde.	43
2.14	Schéma de principe du montage Wollaston 4-phases. Illustration du comportement des polarisations rectilignes.	44
2.15	Schéma d'OCT plein champ avec traitement Wollaston 4-phases simultané. Quatre interférogrammes sont projetés simultanément sur le détecteur matriciel CCD. Un diaphragme de champ supplémentaire dans la voie de l'échantillon permet de filtrer les réflexions parasites.	46

2.16	Schéma de principe de la mire active : chaque position de LEDs correspond à une excentricité connue sur la rétine. Le montage optique permettant d'assurer les conjugaisons n'est pas représenté sur le schéma. Le décalage entre les deux positions de l'œil est volontairement exagéré.	47
2.17	La superposition des PSF est optimale si leurs déformations sont identiques. La zone hachurée correspond à l'énergie cohérente. Le contraste interférométrique, proportionnel à l'énergie cohérente, est meilleur dans le cas (b) que dans le cas (a), <i>i.e.</i> quand les aberrations différentielles sont minimales ou quand l'énergie cohérente est maximale, même si les PSF sont plus aberrantes dans le cas (b). . .	48
2.18	Valeur théorique du contraste interférentiel en ne considérant que les aberrations provenant de l'œil. En abscisse la déformation du front d'onde en sous-multiples de la longueur d'onde <i>rms</i>	53
2.19	Schéma du principe de l'association entre l' OCT et l'optique adaptative couplé au principe de mire active	54
2.20	A gauche, variation de la puissance de la source devant l'œil en fonction de la longueur d'onde indépendamment de la durée entre deux images successives établie à partir du premier article de la norme ANSI Z136. A droite, variation de la puissance de la source devant l'œil en fonction de la longueur d'onde et de la durée entre deux images établie à partir du second article de la norme qui est le plus limitant. Pour les deux courbes, le calcul est fait pour un temps de pose de 7 ms, un champ de 1° et un temps d'exposition maximal déterminé en fonction du nombre de flashes d'une série pendant laquelle le patient maintient l'œil ouvert (10 flashes).	59
2.21	Variation du nombre de photons sur l'œil autorisés par la norme ANSI Z136 en fonction de la longueur d'onde d'éclairement et de la durée entre deux images successives. Les valeurs les plus limitantes sont données par le deuxième article de la norme. Le calcul est fait pour un temps de pose de 7 ms, un champ de 1° et un temps d'exposition maximal déterminé en fonction du nombre de flashes d'une série pendant laquelle le patient maintient l'œil ouvert (10 flashes). . . .	59
2.22	Trajectoires de deux rayons pour trois points du champ au travers du diaphragme DE, de la lentille LE2 et du cube séparateur de polarisations CPE. θ_C est la valeur angulaire du champ, f la focale de LE2 et D_P le diamètre de la pupille du montage conjuguée dans le cube CPE.	63
2.23	Image de la source étendue <i>via</i> un miroir brisé. Les images sur le détecteur CCD sont décalées avec une surface commune pour estimer l'effet de la cohérence spatiale de la source sur une imagerie plein champ. La brisure du miroir peut être modifiée pour faire varier la surface de superposition.	65
2.24	En haut à gauche image de la grille servant de référence. En haut à droite la même grille déformée suivant une figure «en coussinet». En bas illustration que les pixels correspondant géométriquement sur le détecteur ne peuvent plus être manipulés sans biais. L'image reprise à gauche et à droite n'est pas identique du fait de la distorsion.	67
2.25	Simulation de la répartition de l'énergie dans l'espace (z, λ) pour un œil achromatique (a) et un œil chromatique focal caractérisé par $870 \mu m / \mu m$ de défocalisation (b). La source lumineuse a une répartition gaussienne de son énergie, centrée sur 770 nm pour une largeur de bande de 50 nm. L'œil simulé a une ouverture de 7 mm. $\Delta\lambda_2 < \Delta\lambda_1$ et la loi suivie par l'axe de la figure (b) est énoncée.	72
2.26	Courbes d'«isodéphasage» en fonction de la position en profondeur dans le tissu et de la longueur d'onde. Les conditions de la simulation sont identiques à la figure 2.25	72
2.27	Interférogramme avec un système OCT simulé (traits pleins) et profils de focalisation pour les longueurs d'onde de bord de spectre. $\lambda = 770 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$, $n = 1.33$, $f = n \times 17 \text{ mm}$ et Diamètre Pupille = 7 mm	73

2.28	Profils de sensibilité d'un système OCT (trait plein) et de variation d'intensité correspondant à une défocalisation calculée aux deux extrémités du spectre (traits discontinus).	74
2.29	Variation des profils de sensibilité (traits continus) avec la largeur spectrale et l'ouverture du faisceau dans le cas d'un œil chromatique. Variation des intensités (traits discontinus) pour les valeurs de longueurs d'onde extrêmes du spectre. $\lambda = 770 \text{ nm}$, $n = 1.33$, $f = n \times 17 \text{ mm}$ et $\Delta f = 870 \mu\text{m}/\mu\text{m}$.	75
2.30	Interférogramme pour un système OCT simulé sur un échantillon chromatique pour lequel est introduite une dispersion différentielle des vitesses de groupe entre les fronts d'onde interférant	76
2.31	Erreur relative de l'ajustement des courbes d'indice par une parabole en fonction de la longueur d'onde sur 100 nm de largeur spectrale	79
2.32	A la profondeur où la sensibilité est maximale, erreur du terme de déphasage (à gauche) et cosinus de cette erreur (à droite) en fonction de la longueur d'onde. A droite, rappel de l'allure du spectre d'une source de 50 nm de FWHM	79
2.33	A la profondeur où la sensibilité est maximale, erreur du terme de déphasage (à gauche) et cosinus de cette erreur (à droite) en fonction de la longueur d'onde. A droite rappel de l'allure du spectre d'une source de 150 nm de FWHM	80
2.34	Simulation de l'effet de la biréfringence cornéenne. Perte du signal en fonction de l'azimut pour des polarisations circulaires (lignes noires) et des polarisations linéaires (courbes vertes) et selon des retards croissants de haut en bas de 0 à 75°.	81
2.35	Illustration de la biréfringence cornéenne dans la sphère de Poincaré	82
3.1	Efficacité quantique de la caméra CCD CoolSNAPes Monochrome entre 200 et 1100 nm	91
3.2	Variation du coefficient de Zernike de défocalisation z_4 normalisé en μm en fonction de la défocalisation exprimée en dioptries	94
3.3	Schéma de principe de conjugaison de la pupille de l'œil sur le miroir déformable BIM31 de 50 mm de pupille utile dans le montage couplé OCT-OA	94
3.4	Principe schématisé du miroir magnétique développé au LAOG	95
3.5	Miroir magnétique 52 actionneurs	96
3.6	Schéma du montage optique du couplage OCT-optique adaptative avec mire active et illustration que le positionnement d'une caméra d'iris est envisageable	97
3.7	Représentation de trois rayons issus d'un champ de 1° dans le bras de sortie	99
3.8	Dimensionnement du bras d'injection	100
3.9	Mise en regard du faisceau dans le bras de référence et le bras de mesure pour illustrer l'équation 3.4	101
3.10	Schéma de principe de l'extrémité du bras de référence dans le cas d'un échantillon œil. Pupille et champ sont conjuguées avec ceux du montage et le chemin optique est identique à celui dans la voie échantillon.	102
3.11	Agrandissement du trajet de trois rayons lumineux entre les lentilles (LS1) et (LS2) avec zoom sur le plan de focalisation après les miroirs (MS1) et (MS3), commun aux deux faisceaux	103
3.12	Illustration de la projection du champ électrique \vec{E} orienté par le polariseur d'entrée sur les axes du cube séparateur polarisant	105
3.13	Variation simulée du contraste et de la résolution axiale théoriques en fonction des effets du chromatisme	106
3.14	Schéma descriptif des relations fonctionnelles entre les différents éléments du montage complet	110
4.1	Bilan des transmissions des bras du montage sans prise en compte de l'équilibrage des flux par le polariseur d'entrée PE	117
4.2	Représentation du champ de vue comme il est défini dans la simulation ZEMAX	118
4.3	Schéma de simulation du bras de mesure. La lumière entre par l'œil et le faisceau focalise après LF.	119

4.4	<i>Spot diagrams</i> du bras de mesure pour un champ de 3° comparés à la taille du premier anneau d’Airy. Les coordonnées dans les plans objet et image sont précisés en mm. Les valeurs de Strehl pour chaque position dans le champ sont précisées à droite des spots diagram. Le plan de focalisation est déterminé par la minimisation des aberrations dans le champ.	120
4.5	<i>Spot diagrams</i> dans les mêmes conditions mais pour lesquels le plan de focalisation a été déterminé par la minimisation des aberrations pour la position centrale du champ. On constate la chute de Strehl global en bord de champ et on comprend mieux le choix fait dans la configuration précédente.	120
4.6	<i>Spot diagrams</i> du bras de mesure pour un champ de 1°, coordonnées et valeurs de Strehl.	121
4.7	Schéma de simulation du bras de référence. La lumière est injectée <i>via</i> un système de deux lentilles paraxiales et un aller-retour de la lumière dans le bras est simulé. L’analyse du champ est faite après la lentille de focalisation (LF)	122
4.8	<i>Spot diagrams</i> du bras de référence simulé sur un aller retour du faisceau pour un champ de 1°. Coordonnées et valeurs de Strehl.	122
4.9	Illustration du trajet des rayons à l’extrémité du bras de référence entre la pupille du montage et le miroir sphérique. On y comptabilise une défocalisation pour les rayons de bords de champ. Le tilt est nul tant que le miroir renvoie la pupille sur elle-même et négligeable sur un ajustement en profondeur de $\pm 250 \mu m$	123
4.10	Cosinus de l’erreur de phase à la profondeur du maximum de sensibilité en fonction de la longueur d’onde pour la LED à 770 nm et dans les conditions de compensation du tableau 4.2	125
4.11	<i>Spot diagrams</i> pour 1° de champ et pour les quatre champs imagés simultanément sur le détecteur (les différents champs se repèrent en fonction des couleurs données aux nuages de points). Le Strehl n’est jamais inférieur à 99%.	126
4.12	Tableau récapitulatif des estimations de déformations de fronts d’onde sous forme de rapports de Strehl (SR) dans le montage couplé OCT-OA.	128
4.13	Illustration de l’approximation servant à relier rapport de Strehl et résolution latérale	130
4.14	Exemple de grille de distorsion pour un des quatre champs imagés sur le détecteur. La position du champ de référence est centrale, il s’agit de la position 5. La distorsion maximale calculée sur cette grille, comme sur les trois autres est inférieure à 0.05%	131
4.15	Tableau récapitulatif des estimations de déformations de fronts d’onde sous forme de rapports de Strehl (SR) dans le montage couplé OCT-OA. Les SR sont corrigés des rapports de surfaces réellement interceptées par le faisceau.	134
5.1	Noms donnés aux différentes faces du cube (CPE)	141
5.2	Sur la gauche, la pupille du montage est inscrite dans la pupille du HASO et chaque microlentille fait l’image de l’intégralité de la source étendue. Sur la droite, la mesure ne se fait pas dans la pupille du montage et les microlentilles externes ne font l’image que d’une partie de la source étendue.	142
5.3	Coupe de rayons issus de trois points du champ (extérieurs et central) au sortir de la pupille du montage pour déterminer la taille du diaphragme devant le HASO.	143
A.1	La fonction $\left[\frac{\sin(\pi(\nu - \nu_0)\Delta t)}{\pi(\nu - \nu_0)\Delta t} \right]^2$	157
B.1	Illustration d’un effet de défocalisation (rouge) sur un front d’onde initialement plan (noir).	159
C.1	Profils de variation d’intensité sur l’axe au voisinage d’un foyer (défocalisation nulle). En trait pointillé le calcul exact et en trait plein l’approximation	162

Remerciements

Quelques semaines déjà que je me suis entendu prononcer ce pour quoi j'avais commencé ce travail, « Nous vous décernons le titre de docteur »... Je me suis longtemps interrogé sur la pertinence de persévérer dans l'ambiance sordide de l'équipe ces derniers mois et si finalement il ne fallait pas me rendre à l'évidence qu'à trop détonner il valait mieux quitter. Jusqu'à imaginer refuser de soutenir, c'est-à-dire rendre le manuscrit pour lequel j'avais été rémunéré mais affirmer mon refus de la situation en en sabordant la conclusion. J'aurais aimé évoquer alors la situation désastreuse de la plupart des doctorants à qui l'on demande d'évoluer dans la précarité et d'être parfaitement corvéables sans plus d'horizon que la fin d'un CDD dont il faut s'estimer satisfait tant sont nombreuses les thèses non rémunérées. Faire une thèse est resté une chance qu'il faut honorer quand elle n'est plus qu'une compétition dont l'issue n'est que rarement déterminée par le mérite à la faveur d'appuis politiques hasardeux. Non, faire une thèse n'est plus une chance, elle n'est qu'une opportunité de vivre une expérience de recherche. Sans lendemain pour la plupart d'entre nous, nous avons désormais le droit de la considérer comme telle, de n'y plus sacrifier son temps et sa santé au détriment de la vie. J'ai souvenir qu'à mon entretien d'entrée au DEA ma réponse à la question « qu'espères-tu de cette formation ? » avait particulièrement plu parce qu'elle disait « j'aimerais faire une thèse » et pas « je veux devenir chercheur ».

J'aurais aimé développer mon sentiment, rappeler le paradoxe de la situation et régler quelques contentieux personnels avec ceux qui ne comprirent pas pourquoi je ne donnais pas tout ce qu'ils me réclamaient. J'aurais alors beaucoup gâché et donné plus d'importance que nécessaire aux humiliations. Parce que ces années furent d'abord un enrichissement désintéressé, c'est ce que j'en retiens et il est temps désormais d'en remercier les acteurs. J'étais venu chercher à l'observatoire – et dans la recherche – une utopie sociale, l'« île des philosophes » de Thomas More et j'en reviens enthousiaste. Ravi d'avoir pu côtoyer pendant le DEA et la thèse des individus doutant plutôt que des individus savants, pour qui la mise en abîme de leur propos est une condition indispensable au progrès d'une idée parfois d'une opinion. Sans solennité, sans sentiment hiérarchisé, référencé et estampillé, sans céder à la pression sociale environnante. Un monde qui laissait parfois disparaître les notions de *mieux* et de *moins bien*.

Distinctement, Daniel Rouan, Jacqueline Plancy, Didier Pelat, Pierre Léna, Françoise Balibar, Dominique Lecourt, Bernard Fort, Gary Mamon ou Éric, Florence, Zoltan, Laurent, Stefan, Raphaël, Manu, Jérémie, Esther, Geneviève, Steve, Denis, Damien, Fred, Baptiste, Lydia, André-Louis, Stéphane, tous ceux que j'oublie et ceux que nous avons croisés, les tous proches aussi, Anne-Marie, Marie-Christine, Denise, Alain – liste qui devrait elle aussi se voir consacrer une thèse – distinctement chacun a participé à ce travail. D'aucuns pour l'essentiel du manuscrit et des notions qui y sont développées, d'autres pour la curiosité entretenue, la vie, l'usage du temps. Merci à tous de m'avoir permis de vivre cette expérience. Merci à Éric d'avoir permis à ces pages d'avoir un sens.

Meudon, le 30 septembre 2005.

Introduction

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre plusieurs partenaires que sont l'Observatoire de Paris, l'Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles, le laboratoire de Biophysique de la Vision de l'université 7 et la société *Mauna Kea Technologies* membres fondateurs du projet OEIL initié par Pierre Léna professeur à l'université Paris 7. Il s'inscrit dans la continuité de travaux entamés par Marie Glanc [4] et Hubert Gardette [6] portant respectivement sur les applications ophtalmologiques de l'optique adaptative et de la tomographie optique cohérente.

Suite à ces deux thèses de doctorat, une troisième a été jugée nécessaire, celle-ci, pour parvenir au couplage des deux techniques précédemment étudiées et inégalement testées. Dans ce contexte, le lecteur comprendra facilement que la mise en regard des performances d'un instrument encore en cours d'étude et orienté dans un cadre historique avec celles de la concurrence mondiale, n'a pas été une priorité. Au moment opportun, des références sont faites aux divers instruments existants mais sans entrer dans le détail des principes utilisés et sans véritable comparaison détaillée avec le nôtre.

Ce travail a été financé par le biais d'une bourse CIFRE grâce à la société *Mauna Kea Technologies* et résulte d'une convention entre cette société privée et l'Observatoire de Paris au travers du Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique.

Au cours de ce manuscrit, les mots marqués d'une étoile * sont définis dans l'annexe E.

Chapitre 1

L'Œil

Sommaire

1.1	L'utilité de l'imagerie rétinienne[1, 2]	16
1.2	L'utilité de l'imagerie <i>in vivo</i>	20
1.3	Anatomie de l'œil	20
1.4	Les mouvements oculaires	22
1.4.1	Les différents types de mouvements	22
1.4.2	Synthèse des caractéristiques des mouvements oculaires	23
1.5	Conclusion	23

1.1 L'utilité de l'imagerie rétinienne[1, 2]

Avant de développer la faisabilité d'un nouvel appareil d'observation haute résolution de la rétine, il est sans doute utile de se pencher sur les motivations d'un tel projet. L'œil est un élément clé de la vision et au final de notre indépendance sociale et de nos émotions. En savoir davantage sur son fonctionnement et en particulier sur la rétine, est une première étape vers la compréhension du principe de vision. Distinguer les différents constituants de la rétine nous en apprendra certainement beaucoup sur le rôle de chaque cellule, sur les conséquences de leur endommagement ou sur le principe de microcirculation. Aujourd'hui la résolution sur la rétine ne cesse de progresser et à chaque étape du développement de l'imagerie les praticiens en apprennent plus sur telle ou telle fonctionnalité tant et si bien que la limite de résolution nécessaire dans la rétine n'est pas encore précisément fixée.

L'enseignement de ces observations peut servir aux expériences psychophysiques et vice-versa, encore une fois pour en apprendre davantage sur le principe de vision. Les expériences psychophysiques consistent en l'étude des réponses de l'œil à des stimuli spécifiques. Pour de telles expériences l'usage de l'optique adaptative – largement évoquée dans ce manuscrit – est envisagé depuis quelques années afin de comparer l'effet de stimuli *via* un faisceau corrigé ou non.

Evidemment, la première motivation de financement de recherches – publiques ou privées – sur l'observation ophtalmologique est la perspective de compréhension des mécanismes de toute forme de dégénérescence en vue d'essais cliniques et à terme de traitement curatif. La course à la résolution *in vivo* trouve là sa principale émulation : diagnostiquer, étudier et éventuellement traiter les affections ophtalmiques au stade le plus précoce de leur développement. On peut présenter là un inventaire succinct des maladies oculaires les plus répandues :

- la dégénérescence maculaire liée à l'âge (DMLA) : c'est une altération maculaire [§1.3], acquise, non héréditaire et non inflammatoire atteignant les personnes de plus de 50 ans, qui se traduit par une baisse progressive de la vision aboutissant à une perte de la vision centrale. Ces patients ne deviennent pas aveugles mais perdent tout le champ de vision utile pour la lecture, la conduite ou la vision fine
- le glaucome : le glaucome chronique est une maladie assez fréquente (1 à 2% de la population en France métropolitaine), touchant surtout les adultes après l'âge de 40 ans mais pouvant également survenir chez l'enfant ou l'adulte jeune. Pathologie de la vision, elle entraîne une destruction lente du nerf optique et détériore insidieusement le champ visuel avec menace de cécité
- le trou maculaire : il correspond à un trou qui se forme au centre de la rétine, la macula [§1.3]. Il s'agit d'une pathologie habituellement liée au vieillissement de l'œil
- le décollement de la rétine : c'est un clivage entre l'épithélium pigmentaire [§1.3] et la rétine neuro-sensorielle (formée de la couche des photorécepteurs et des deux couches de neurones bipolaires et ganglionnaires sus-jacents [§1.3]). Il s'agit d'un dédoublement intrarétinien plus que d'un véritable décollement rétinien. Plus le décollement dure longtemps, plus les photorécepteurs sont dégénérés et plus les risques de séquelles sont grands d'où l'urgence diagnostique
- la rétinopathie liée au diabète : la rétinopathie diabétique est une expression générale qui regroupe tous les troubles de la rétine causés par le diabète. On distingue deux principaux types de rétinopathie : non proliférative et proliférative
- la cataracte : opacification du cristallin [§1.3]. Cette opacification est responsable d'une baisse progressive de la vue, au début accompagnée de gêne à la lumière (photophobie).

Ces maladies sont inégalement réparties, que ce soit dans les classes d'âge évidemment mais surtout d'un point de vue géographique. Le travail présenté dans cette thèse et l'imagerie rétinienne haute résolution en général, concernent uniquement les pays développés alors que la plupart des cas de cécité sont répertoriés dans l'hémisphère sud et que selon l'OMS 75% de ces cas pourraient être évités avec plus de moyens. Avec un brin d'optimisme, voire de naïveté, on peut espérer que les progrès accomplis à l'Observatoire de Paris, au sein de la société *Mauna*

Kea Technologies ou à l'hôpital des Quinze-Vingts serviront un jour à la majorité de ceux qui en ont besoin. Sans doute quand le marché du nord sera saturé.

Le document qui suit est une étude de l'OMS¹ sur la cécité mondiale et détaille l'état actuel des choses (<http://www.who.int/mediacentre/factsheets/fs282/fr/>).

«Depuis les estimations des années 90, de nouvelles données basées sur la population mondiale en 2002 font apparaître une diminution du nombre d'aveugles, de malvoyants et de cas de cécité dus à des maladies infectieuses, mais une augmentation du nombre de personnes dont la cécité résulte d'une pathologie liée à l'âge. Ces nouvelles statistiques montrent qu'il faut modifier les programmes de soins de santé pour prendre en charge les maladies qui deviennent fréquentes.

Ampleur des atteintes visuelles

- En 2002, plus de 161 millions de personnes dans le monde étaient atteintes de déficiences visuelles : 124 millions souffraient d'une baisse de vision et 37 millions étaient aveugles². Toutefois, ces chiffres ne tiennent pas compte des déficiences dues à un défaut de réfraction, de sorte que les cas d'atteinte visuelle sont en fait plus nombreux à l'échelle mondiale.

- Pour un aveugle dans le monde, on compte 3.4 malvoyants en moyenne, la fourchette allant de 2.4 à 5.5 selon les pays et les régions.

- Ces chiffres, premières statistiques mondiales depuis le début des années 90, sont les meilleures estimations scientifiques que l'on puisse faire de la charge des atteintes visuelles dans le monde. Ils proviennent de nouvelles études réalisées dans presque toutes les régions OMS, qui ont permis d'actualiser notablement les données épidémiologiques.

Distribution des atteintes visuelles

Par âge : les déficiences visuelles sont inégalement réparties entre les tranches d'âge. Plus de 82% des aveugles ont 50 ans et plus alors que cette tranche d'âge ne représente que 19% de la population mondiale. Compte tenu du nombre prévisible d'années vécues en étant aveugle, la cécité de l'enfant reste un problème important. On estime que 1,4 million d'enfants de moins de 15 ans sont aveugles.

Par sexe : Les études montrent de façon régulière que dans toutes les régions du monde et à tous les âges, les femmes sont bien plus exposées au risque d'atteinte visuelle que les hommes.

Par zone géographique : Les atteintes visuelles ne sont pas uniformément réparties dans le monde. Les pays en développement enregistrent plus de 90% des cas.

Estimation mondiale des atteintes visuelles par Région OMS (en millions), 2002

	Région africaine	Région des Amériques	Région de la Méditerranée orientale	Région européenne	Région de l'Asie du Sud-Est	Région du Pacifique occidental	Total
Population	672.2	852.6	502.8	877.9	1,590.80	1,717.50	6,213.90
Nbre d'aveugles	6.8	2.4	4	2.7	11.6	9.3	36.9
% sur le nbre total d'aveugles	18%	7%	11%	7%	32%	25%	100%
Nbre de malvoyants	20	13.1	12.4	12.8	33.5	32.5	124.3
Nbre de déficients visuels	26.8	15.5	16.5	15.5	45.1	41.8	161.2

1. Organisation Mondiale de la Santé

2. La Dixième révision de la Classification statistique internationale des maladies, traumatismes et causes de décès définit la baisse de la vision comme une acuité visuelle inférieure à 6/18 mais égale ou supérieure à 3/60 ou un champ visuel inférieur à 20 degrés pour le meilleur œil et avec la meilleure correction. La cécité est définie comme une acuité visuelle inférieure à 3/60 ou un champ visuel inférieur à 10 degrés pour le meilleur œil et avec la meilleure correction. Les atteintes visuelles englobent la baisse de vision et la cécité.

Excepté dans les pays les plus avancés, la cataracte reste la première cause de cécité dans toutes les régions du monde. Associée à l'âge, c'est une cause plus importante encore de baisse de la vision.

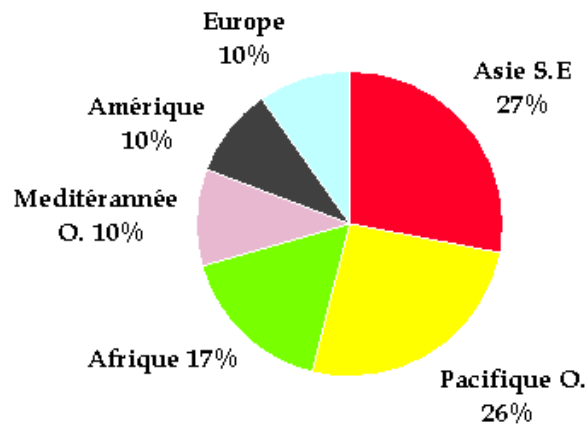


FIG. 1.1 – Estimation mondiale des atteintes visuelles par région OMS

Causes des atteintes visuelles

Le glaucome est la deuxième cause de cécité dans le monde par ordre d'importance ainsi que dans la plupart des régions, la dégénérescence maculaire liée à l'âge venant en troisième position à l'échelle mondiale. Toutefois, dans les pays développés, cette forme de dégénérescence est la principale cause de cécité en raison du nombre croissant de personnes de plus de 70 ans. Les autres grandes causes de cécité sont les opacités cornéennes, la rétinopathie diabétique et les affections de l'œil chez l'enfant (cataracte, rétinopathie du prématuré et carence en vitamine A).

On sait prévenir et soigner la cataracte, le glaucome, l'opacité cornéenne, la rétinopathie diabétique, la cécité de l'enfant et d'autres causes de cécité. L'OMS estime que jusqu'à 75% des cas de cécité dans le monde pourraient être évités. Mais la part que représente chacune des causes de cécité varie énormément d'une région à l'autre selon les circonstances locales. Seulement la moitié environ des cas de cécité infantile sont évitables.

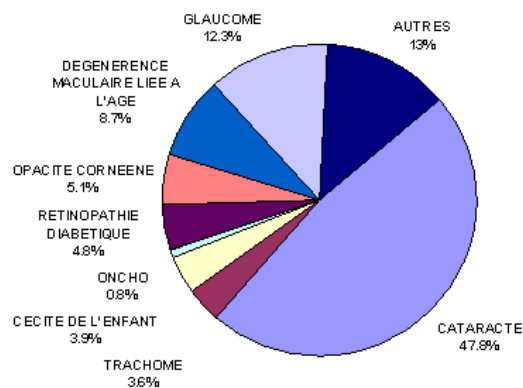


FIG. 1.2 – Importance des causes de cécité sur le nombre total de cas dans le monde en 2002

Ampleur de la cécité évitable (que l'on peut prévenir et soigner)

Malgré les bons résultats enregistrés récemment dans la lutte contre la cécité évitable, il reste d'importants problèmes à résoudre au niveau mondial.

Ampleur des atteintes visuelles dans le monde : tendances mondiales et VISION 2020

- La première estimation mondiale de l'ampleur et des causes des atteintes visuelles reposait sur les statistiques de la population mondiale en 1990 (38 millions d'aveugles). Elle a ensuite été extrapolée à la population recensée en 1996 (45 millions d'aveugles) et aux projections de la population mondiale en 2020 (76 millions), d'où il est apparu que le nombre de cas aurait doublé en 2020. Ces prévisions furent à l'origine du lancement de VISION 2020 en 1999, l'initiative mondiale pour l'élimination de la cécité évitable.

- Les chiffres de la charge mondiale des atteintes visuelles en 2002 ne sont pas strictement comparables aux estimations de 1990, d'après lesquelles il y avait 148 millions de déficients visuels, dont 38 millions d'aveugles. Alors que la population s'est accrue de 18,5% entre 1990 et 2002, la proportion de personnes de 50 ans et plus a augmenté de près de 30% avec une croissance démographique globale plus marquée dans les pays en développement. Si l'on tient compte de l'évolution de la population ces 12 dernières années, les cas de cécité et d'atteintes visuelles sont moins nombreux en 2002 qu'escompté : 37 millions au lieu des 52 millions prévus.

- Cette évolution est probablement due à deux grands facteurs :

1. Les études en population sur les atteintes visuelles faites depuis dix ans fournissent des données qui permettent de faire des estimations plus justes.

2. La prévention et la prise en charge de la cécité évitable ont fait d'importants progrès grâce aux priorités de l'initiative "VISION 2020 : le droit à la vue", à savoir :

- a. sensibilisation du public et plus grande utilisation des services de soins oculaires ;
- b. services de soins oculaires plus accessibles et plus abordables financièrement ;
- c. plus grande volonté politique dans le monde de prévenir les atteintes visuelles ;
- d. plus grand engagement des professionnels à prévenir les atteintes visuelles ;
- e. engagement et soutien d'organisations non gouvernementales ;
- f. collaboration et partenariats avec le secteur privé ;
- g. soins oculaires plus efficaces intégrés dans le système de soins de santé primaires qui, grâce à de meilleures prestations comme le dépistage de proximité et les conseils pour une bonne hygiène des yeux, ont contribué à faire reculer la perte de vision due à la carence en vitamine A et même à la cataracte ;
- h. succès remarquable des opérations d'élimination de la cécité en Gambie, en Inde, au Maroc, au Népal, à Sri Lanka, en Thaïlande et dans d'autres pays encore.

La pauvreté contribue aux causes, mais aussi à la persistance des problèmes de santé, y compris les ophtalmies. La cécité reste un obstacle important au développement. La santé est au cœur du développement et de la lutte contre la pauvreté ; l'élimination de la cécité évitable chez les plus démunis est un impératif moral.

- Le nombre est toujours plus grand de personnes qui risquent une atteinte visuelle à mesure que les populations augmentent et que les tendances démographiques s'orientent vers un vieillissement de la population.

- Les affections cécitantes telles que la dégénérescence maculaire liée à l'âge, la rétinopathie diabétique et le glaucome gagnent du terrain à mesure que la population touchée augmente. Il s'agit d'ophtalmies chroniques non transmissibles auxquelles s'appliquent les principes des soins au long cours et qui, par conséquent, posent des problèmes de coût et d'observance du traitement. En outre, il faudra mettre sur pied plus de programmes pour les malvoyants.

- Les disparités et les inégalités dans le monde concernant l'accès aux soins oculaires empêchent toujours de prévenir et de maîtriser la charge de plus en plus lourde de la cécité évitable dans les parties les plus pauvres du monde à forte densité de population.»

1.2 L'utilité de l'imagerie *in vivo*

L'anatomie de la rétine est bien connue grâce par exemple aux techniques de microscopie *ex vivo*. Ces observations *ex vivo* sont également utiles pour cerner les effets des affections sur la rétine. Néanmoins, l'observation de rétine *ex vivo* omet de rapporter toutes les spécificités du vivant et des fonctions vitales. La mort de la rétine est par exemple à l'origine de changements structurels dus à l'absence de circulation sanguine ou de stimuli nerveux. De plus, pour conserver une rétine, on est forcé d'injecter des produits chimiques souvent utiles à l'étude histologique.

D'autre part, l'étude de pathologies sur des rétines *ex vivo* se fait souvent sur des cas très avancés car la mort intervient rarement pendant son évolution. L'étude *in vivo* permet au contraire d'en observer la progression.

Evidemment, l'observation *in vivo* impose de nouvelles contraintes comme l'éclairement de la pupille (soumis à des normes), la stabilisation du patient ou la maniabilité de l'instrument par le praticien, ce qui justifie des efforts répétés depuis une quinzaine d'années pour y parvenir.

1.3 Anatomie de l'œil

Le système optique de l'œil peut être décrit assez simplement : les surfaces réfractives de l'avant de l'œil forment l'image d'un objet placé devant celui-ci dans un plan image qui coïncide avec la rétine à l'arrière de l'œil. Par contre, l'œil comme organe biologique est plus complexe : il assure par exemple que l'image soit toujours focalisée sur la rétine, que la lumière soit supportable pour les tissus, que les photorécepteurs (organes de transformation de la lumière en signal photochimique) ne saturent pas etc...

La surface la plus puissante optiquement dans l'œil est la cornée (Figure 1.3), de l'ordre de +43 dioptries (sur les +58 dioptries que comptent l'œil), le reste venant du cristallin. Le cristallin est une structure en couches flexible dont l'indice de réfraction est variable. Les régions entre la cornée et le cristallin et derrière le cristallin sont respectivement remplies d'humeur aqueuse et de vitré dont les indices sont très proches de l'eau.

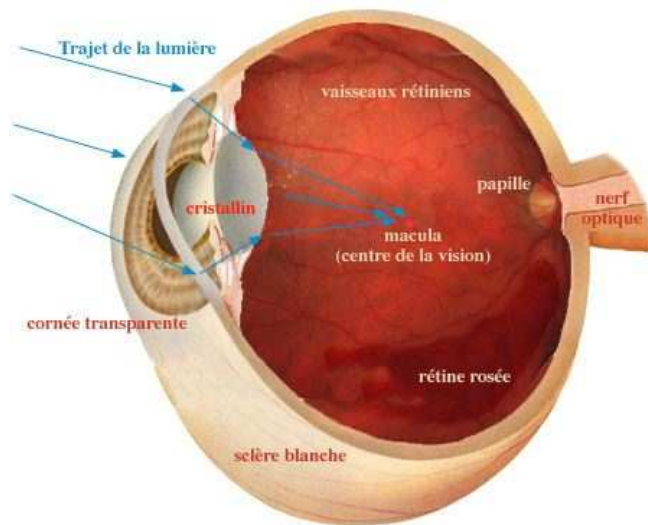


FIG. 1.3 – Anatomie simplifiée du globe oculaire

La focalisation des faisceaux se fait dans la région de la macula (section centrale de la rétine décalée de quelques degrés par rapport à l'axe optique) dont la partie centrale, la fovéa, a le plus grand pouvoir de résolution de la rétine. La focalisation d'objets proches se fait grâce à la contraction de muscles agissant sur la forme du cristallin, c'est ce qu'on appelle communément

l'accommodation. La pupille de l'œil est définie par l'iris, une structure musclée en forme de disque placée juste devant le cristallin. Le diamètre de l'iris varie entre 2 et 8 mm. Sa fonction principale est de réguler la quantité de lumière entrant dans l'œil en fonction de l'illumination.

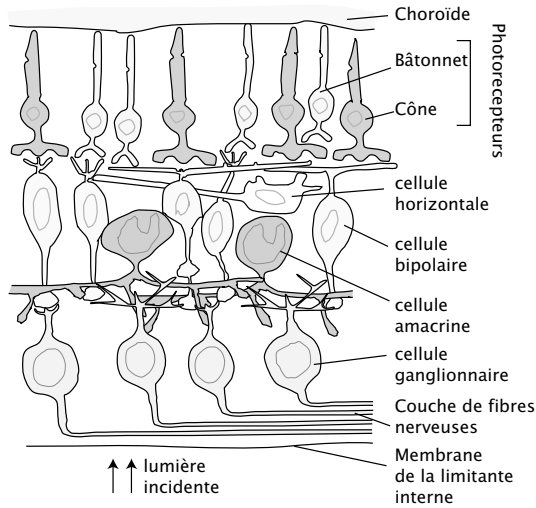


FIG. 1.4 – Illustration d'une coupe de rétine

arrivée de la lumière, après avoir parcouru le photorécepteur qui fait office de guide d'onde. Ces terminaisons sensibles à la lumière constituent la couche de l'épithélium pigmentaire. Chacune de ces cellules est un objectif pour l'imagerie *in vivo* de la rétine, c'est pourquoi il faut tenter d'estimer la taille de ces objets dans l'idée de fixer plus tard une contrainte sur la détection en termes de résolution axiale et latérale par exemple.

La rétine humaine dispose de deux types de photorécepteurs : les cônes et les bâtonnets. Les bâtonnets sont sensibles à des intensités lumineuses inférieures à celles détectées par les cônes, mais ont une réponse monochromatique. Ils interviennent dans la vision nocturne, ce qui tend à expliquer que l'on perde la distinction des couleurs dans la pénombre et la nuit. Les cônes nécessitent en revanche plus de lumière et contribuent pour l'essentiel de la vision diurne. Trois types de cônes avec des sensibilités aux courtes, moyennes et grandes longueurs d'onde, permettent de distinguer les couleurs. On compte au sein de la rétine environ 120 millions de bâtonnets et 6 millions de cônes.

La fovéa est densément peuplée de cônes (Figure 2.1). La longueur des cônes fovéolaires est de l'ordre de $75\ \mu\text{m}$ soit à peu près le double des cônes extrafovéolaires. Le diamètre des cônes de la fovéa varie entre 1 et $4\ \mu\text{m}$ et à l'extérieur de cette zone le diamètre est supérieur à $4\ \mu\text{m}$. Les bâtonnets sont absents du centre de la fovéa. Leur densité est maximale à 6 mm du centre où ils sont longs de $60\ \mu\text{m}$, puis longueur et densité diminuent lentement en allant vers la périphérie (Figure 2.1). Le diamètre des bâtonnets est très inférieur à celui des cônes, soit de l'ordre du micron.

La rétine compte environ 4 à 6 millions de cellules dans l'épithélium pigmentaire (RPE). Dans la partie centrale de la rétine, la forme et la taille des cellules est relativement uniforme, de l'ordre de $14\ \mu\text{m}$ de diamètre. Proche de l'équateur, les cellules RPE deviennent plus étroites et plus longues et sur la lointaine périphérie elles perdent leur constance en matière de taille pouvant atteindre jusqu'à $60\ \mu\text{m}$ de diamètre. La couche RPE a une épaisseur de quelques microns.

Les cellules bipolaires transportent le signal des photorécepteurs aux cellules ganglionnaires ou amacrines. Dans la région parafovéolaire, les cellules bipolaires peuvent être liées à 70 bâtonnets sur une épaisseur de 20 à $30\ \mu\text{m}$.

La couche de cellules ganglionnaires contient des cellules éponymes et amacrines. Elle est la plus fine dans la partie maculaire de la rétine où son épaisseur est de l'ordre de 60 à $80\ \mu\text{m}$.

L'image est formée sur la rétine. C'est une structure complexe constituée de couches comme le montre la coupe de la figure 1.4. La rétine est séparée du vitré par la limitante interne. Toutes les fibres nerveuses sont dirigées vers le disque optique et quittent l'œil au travers du nerf optique. Les fibres nerveuses sont reliées aux photorécepteurs *via* un réseau complexe de cellules ganglionnaires, amacrines, bipolaires et horizontales. Les photorécepteurs sont aussi très structurés. D'un côté ils sont munis de liaisons synaptiques au travers desquelles l'effet de la lumière sur les photorécepteurs est transmis vers les cellules bipolaires. De l'autre la lumière est détectée, c'est-à-dire par le côté opposé à l'ar-

et contient 8 à 10 épaisseurs de noyaux. Dans la fovéa, cette région est manquante. Ailleurs, la couche de cellules ganglionnaires contient typiquement une couche de cellules sur une épaisseur de 10 à 20 μm . Les cellules ganglionnaires sont des neurones qui collectent toute l'information visuelle traitée dans la rétine et l'envoient au cerveau. Ces cellules étant sphériques en première approximation, leur diamètre varie donc entre 6 et 10 μm .

Les extrémités des cellules ganglionnaires forment la couche de fibres nerveuses lorsqu'elles convergent de l'ensemble de la rétine vers le nerf optique. Proche du disque optique, la couche est assez épaisse, de l'ordre de 20 à 30 μm et elle s'amincit à mesure que l'on s'écarte du disque.

Au regard de ces chiffres, on comprend mieux pourquoi les différents systèmes imageurs de la rétine *in vivo* cherchent à obtenir des résolutions, tant latérale qu'axiale, de l'ordre du micron. A terme, pour étudier correctement l'activité cellulaire et les échanges d'informations, il faudra certainement parvenir à une échelle submicrométrique.

1.4 Les mouvements oculaires

On cherche ici à répertorier les principaux mouvements oculaires en vue d'estimer par la suite leurs effets sur la détection. L'essentiel des références a été tiré du remarquable article de *Martinez et al* [7].

1.4.1 Les différents types de mouvements

Les mouvements «pseudo-volontaires»:

On qualifie ainsi les mouvements contrôlables consciemment par le sujet.

1. La convergence : il s'agit d'un mouvement relatif des 2 yeux, l'un par rapport à l'autre, qui assure qu'un objet est toujours imagé sur la fovéa, lorsque la distance à l'objet varie. Ce mouvement est par exemple mis en œuvre volontairement pour l'observation de stéréogrammes
2. Les saccades : ce sont des mouvements rapides et soudains qui sont aussi le principal moyen pour l'œil de changer de direction d'observation. Le cerveau a besoin de 50 ms pour initier une saccade (c'est le temps entre la perception d'un stimulus et le déclenchement de la saccade). Le mouvement prend de 30 à 120 ms et la vitesse peut varier de 300 à 900 °/s sur une amplitude de 0 à 135°. Pendant une saccade (en fait même 50 ms avant son début), l'acquisition d'image par le cerveau est bloquée. Un moyen simple de s'en rendre compte est de se regarder dans un miroir et de fixer tour à tour chacun de ses propres yeux : on ne voit jamais ses yeux bouger ce qui illustre bien ce gel de l'acquisition des images. Une phase de fixation suit une saccade et dure généralement de 50 à 800 ms
3. Le suivi : c'est le mouvement qui permet de suivre un objet en déplacement dans le champ visuel. Le suivi correspond à un mouvement plus lent et plus calme qu'une saccade. Il permet de maintenir l'image d'un objet en déplacement centré sur la fovéa
4. Le nystagmus : il s'agit du jeu de mouvements que l'œil fait lorsque la tête tourne et que l'œil continue d'observer un point donné avant de changer de point de visée. Il peut s'agir du mouvement des yeux correspondant à l'observation d'un motif répétitif en mouvement comme l'observation du sol qui défile lorsque l'on regarde par la fenêtre d'un train. Ce mouvement consiste dans un premier temps d'un suivi puis dans un second temps d'une saccade dans la direction opposée pour sélectionner la nouvelle position.

Les mouvements «involontaires»:

On qualifie ainsi les mouvements non contrôlés par le patient.

1. La torsion : ce mouvement consiste en une rotation de l'œil autour d'un axe passant par la pupille. Ce mouvement apparaît par exemple lorsque l'on penche la tête

2. Le trémor: aussi appelé nystagmus physiologique, il est constitué d'oscillations hautes fréquences de l'œil qui permettent de continuellement déplacer l'image sur la rétine. En effet, si l'on se bloque véritablement l'œil et que l'on observe une scène fixe, l'image disparaît rapidement. Le trémor déplace l'image d'une distance de l'ordre de la distance inter-cône. Il se produit également pendant les phases de fixation et déplace l'œil sur un angle inférieur à 1° et est indépendant entre les 2 yeux
3. Les drifts: ils sont simultanés des trémors. Ce sont des déplacements lents qui se produisent pendant l'intervalle inter microsaccades. Il semble que les drifts jouent un rôle de compensation pour maintenir une fixation soutenue en l'absence de microsaccades. Les drifts sont peut-être conjugués avec les trémors mais il existe actuellement des publications contradictoires sur le sujet
4. Les microsaccades : les microsaccades sont des mouvements courts et rapides qui déplacent l'image sur la rétine de quelques dizaines à quelques centaines de photorécepteurs et ce pendant la phase de fixation. Une hypothèse sur le rôle des microsaccades est qu'elles corrigent les déplacements de l'œil dus aux drifts. Cependant, on observe chez certaines personnes entraînées la disparition de celles-ci pendant des tâches spécifiques. Les microsaccades sont conjuguées entre les 2 yeux. La question du rôle des microsaccades dans la perception a été longuement débattue sans avoir, à ce jour, trouvée de réponse définitive.

1.4.2 Synthèse des caractéristiques des mouvements oculaires

Si l'on se place dans le cas d'un système d'examen de l'œil permettant le maintien de la tête du patient et offrant un point de fixation pendant les phases d'examen, il est possible d'éliminer les mouvements classés ici comme «pseudo-volontaires», ainsi que la torsion. Il reste donc les drifts, trémor et microsaccades qui existent toujours pendant les phases de fixation. Les caractéristiques de ces mouvements sont résumés dans le tableau suivant 1.1 en fonction des enseignements de la littérature [7, 8, 9]:

	drifts	microsaccades	trémors
Amplitude	2-5 min	2-15 min	5-60 arcsec
Vitesse de déplacement	6-30 min/s	10-100 °/s	18-20 min/s
Durée	0.2-1 s	10-30 ms	
Fréquence		0.2-2 Hz	30-100 Hz

TAB. 1.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des mouvements de l'œil «involontaires»

Attention, ces valeurs sont encore largement soumises à contestation, tant il est difficile souvent d'en faire la mesure et la simplification par les mouvements «pseudo-volontaires» ne s'appuie sur aucune démonstration. Néanmoins on tiendra compte de ces contraintes estimées pour établir par la suite les caractéristiques de temps d'exposition de l'œil lors de la prise d'images, de ces valeurs mais surtout de l'expérience au sein de l'équipe en matière d'imagerie [5, 4].

1.5 Conclusion

Ce chapitre a tenté de démontrer l'utilité d'observations ophtalmologiques *in vivo* haute résolution, utilité confirmée par une activité mondiale intense sur le sujet depuis les années 90, afin de subvenir aux besoins croissants en la matière d'une population vieillissante dans l'hémisphère nord. Secteur porteur de forts investissements dans l'optique de traitements médicaux, l'imagerie rétinienne 3D est désormais confiée aux physiciens qui s'efforcent d'ouvrir cette nouvelle fenêtre sur la vie. C'est l'objet du travail qui va suivre, intégrer le vivant à l'imagerie haute résolution afin d'en améliorer nos connaissances et à terme d'en tirer profit, tant du point de vue de la médecine que de celui de la physique.

Chapitre 2

Les réponses de principe

Sommaire

2.1	Spécifications globales du système	26
2.2	Le couplage OCT/OA	30
2.2.1	L'OCT plein champ	30
2.2.2	L'Optique Adaptative	35
2.2.3	La résolution axiale pour l'imagerie ophtalmologique à partir d'optique adaptative simple	39
2.2.4	Le traitement multiphase interférométrique	40
2.2.5	La solution Wollaston	41
2.2.6	L'immobilisation de l'œil et le principe de mire active	45
2.2.7	Le principe du couplage entre l'OCT et l'optique adaptative	47
2.3	Les contraintes liées à ces solutions	55
2.3.1	Les normes de sécurité oculaire [3]	55
2.3.2	L'estimation du rapport signal sur bruit (SNR)	59
2.3.3	Le flux nécessaire	61
2.3.4	La cohérence de la source	64
2.3.5	Les limitations de principe et les calibrations nécessaires	66
2.3.6	Le chromatisme de l'œil	70
2.3.7	Remarques sur la biréfringence de l'œil	81
2.4	Bilan des solutions de principe	83
2.4.1	Le principe du couplage	83
2.4.2	Le principe du montage Wollaston	84
2.4.3	Le choix d'une source d'imagerie	85
2.4.4	Le choix d'un détecteur	86
2.5	Conclusion	86

2.1 Spécifications globales du système

Ce chapitre est consacré à la traduction des exigences médicales en exigences et contraintes techniques. L'observation de trames de photorécepteurs, de cellules ganglionnaires ou du nerf optique par exemple, *in vivo* et de façon non invasive ne se fera qu'à la condition de performances spécifiques du montage optique d'imagerie. Pour simplifier le propos et parce que notre expérience est telle, on choisira les cônes comme exemple typique de ce que l'on veut imager au sein de la rétine.

La pénétration optique des tissus

La pénétration des tissus est indispensable pour imager au cœur de la rétine dont l'épaisseur varie entre 560 et 100 μm du bord du champ de vision au centre. Les photorécepteurs sont enfouis 100 à 200 μm sous la surface de la limitante interne et la zone traversée avant est transparente et peu diffusante. La diffusion dans les tissus diminuant avec l'allongement de la longueur d'onde [10, 11], on privilégiera sur ces critères le rouge et l'infrarouge pour l'imagerie – des longueurs d'onde entre 600 et 800 nm – d'autant que *Delori et al* [12] assurent une meilleure réflectance de l'œil à ces longueurs d'onde. Typiquement, la réflectance spectrale est améliorée d'un facteur 10 entre 450 et 750 nm.

La résolution latérale

La résolution spatiale *en face* pour l'imagerie de la rétine est imposée par la limite de diffraction dans l'œil, $\frac{f\lambda}{D}$. La focale de l'œil f ainsi que la limite de dilatation de la pupille D étant fixées à 17 et 7 mm (pour un sujet jeune) respectivement, la valeur de la limite de diffraction est proportionnelle à la longueur d'onde. Entre 500 et 800 nm, la limite de diffraction varie donc de 1.2 μm à 1.9 μm . Par exemple, le diamètre des cônes allant de 1 μm dans la fovéola à 10 μm en périphérie, on privilégiera davantage sur ces critères les courtes longueurs d'onde visibles – entre 400 et 500 nm. *Lopez-Gil et al* [13] assurent même que la fonction de transfert de modulation* (FTM) d'une mesure sur l'œil est meilleure aux fréquences spatiales caractéristiques des photorécepteurs pour une longueur d'onde d'imagerie à 543 nm par rapport à 780 nm. Typiquement, leur gain sur une MTF une dimension est de l'ordre de 5% pour des fréquences spatiales entre 10 et 60 cycles par degré, soient des dimensions entre 5 et 30 μm .

On peut ici faire la remarque que l'on devra à terme distinguer la capacité de résoudre les objets de celle de les discerner les uns des autres au cœur du pavage rétinien. La notion de résolution latérale n'est de fait pas nécessairement contrainte par la taille des objets observés. Par exemple, comme illustré sur la figure 2.1, la densité des photorécepteurs varie radicalement sur l'ensemble de la rétine. Le choix de la longueur d'onde d'imagerie, crucial, doit donc tenir compte de toutes ces contraintes contradictoires.

Pratiquement, si la longueur d'onde fixe théoriquement la limite de diffraction, dans notre situation les aberrations introduites par l'œil et le montage optique sont à même de nous empêcher d'atteindre cette limite théorique. Dans pareil cas,

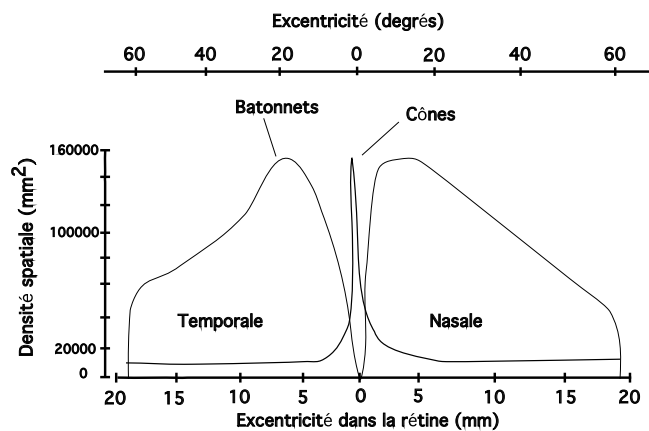


FIG. 2.1 – Densité spatiale des photorécepteurs dans la rétine humaine [2]

l'usage d'optique adaptative permet de compenser tout ou partie des déformations du front d'onde, donc de se rapprocher de la limite de diffraction théorique et d'augmenter le pouvoir de résolution latérale. 40% de Strehl* ont permis d'obtenir l'image de photorécepteurs sur 1° de champ à 1° d'excentricité par rapport à la fovéa [5].

Le champ d'observation

Pour obtenir un outil diagnostique utile aux ophtalmologistes, il est indispensable d'imager un champ de plusieurs degrés sur la rétine, ce qui implique l'introduction d'aberrations induites essentiellement par l'œil très aberrant et donc une perte de résolution. Les valeurs de champs accessibles avec un SLO – de l'ordre de 50° *en face*, (x,y) – si elles sont confortables pour le praticien, ne permettent pas de parvenir à la résolution nécessaire pour imager les détails de la rétine à quelques degrés – typiquement 1 ou 2 – d'excentricité. De la même façon, le champ de l'appareil tomographique développé par la société ZEISS, STRATUS, est de $29^\circ \times 23^\circ$ suivant (x,z) et ne permet d'estimer que la position relative des différentes couches de la rétine mais pas de distinguer leur contenu. Aussi faut-il trouver un compromis entre les besoins médicaux (grand champ), les aberrations introduites par l'œil (fonction de la taille du champ), le domaine d'isoplanétisme* de l'œil (au cas où l'on veuille corriger les aberrations) et les contraintes numériques liées à l'imagerie des éléments de résolution.

Grâce à l'expérience d'imagerie optique adaptative [5], on sait qu'un champ de 1° dans la rétine à 1° d'excentricité par rapport à la fovéa permet d'accéder à l'imagerie de cônes de $3 \mu m$ de diamètre. Cette valeur de 1° – d'abord contrainte par la taille du détecteur – semble être dans le domaine d'isoplanétisme puisqu'on parvient à imager les photorécepteurs sur son ensemble avec un qualité équivalente. On parvient alors à une carte d'environ 100×100 cônes, si l'on fait l'approximation d'un interstice nul, sur les 6 millions que compte la rétine au total. On a de plus déjà démontré [5] qu'à partir des champs élémentaires de 1° , on pouvait reconstruire *a posteriori* un champ plus grand de $2^\circ \times 3^\circ$. Ces valeurs de champ restent cependant à confronter à l'usage médical dont les besoins naissent certainement des enseignements tirés des premières images.

La détection

La détection du signal est soumise à une contrainte incontournable qu'est la sécurité de l'œil du patient. En fonction de cette contrainte, on doit alors trouver les conditions qui permettent d'obtenir un rapport signal sur bruit adapté à la mesure recherchée. Les paramètres à prendre en compte sont alors :

- la réflectivité de l'œil
- la transmission du montage entre l'œil et le détecteur
- les caractéristiques du détecteur (rendement quantique, facteur de conversion, bruit de lecture, courant d'obscurité...)
- le temps de pose
- le type d'illumination.

A partir des normes d'éclairement de l'œil, on peut ainsi estimer le nombre de photons parvenant sur la caméra et le nombre d'ADU correspondant au signal détecté. Pour ce type de mesure, courte pose, il est intéressant que le signal soit limité par le bruit de photon et non par le bruit de lecture, choisi par conséquent le plus faible possible. C'est la démarche qui a été suivie quand il a fallu optimiser la détection pour l'expérience d'imagerie optique adaptative. En respectant les normes d'éclairement de l'œil, cette expérience ophtalmologique a alors mené à la détection – sur une caméra CCD 12 bits (40% de rendement quantique et $0.3 \text{ ADU}/e^-$ – de facteur de conversion mesurés et un bruit de lecture inférieur à $10 e^- \text{ rms}$) – d'un signal au rapport signal sur bruit de 5 pour une transmission des optiques entre l'œil et la caméra de 0.4. Le temps de pose est de 7 ms et deux clichés sont séparés de 150 ms [5]. Nous reviendrons sur ces valeurs [§3.2] mais on peut déjà dire qu'au vu de ces performances on peut choisir la même caméra – ou une caméra aux performances identiques – en veillant à contraindre la transmission

du montage entre l'œil et le détecteur et en vérifiant les performances de la caméra en fonction de la longueur d'onde.

D'autre part, les mouvements de l'œil impliquent des fréquences de détection et d'intégration adaptées. *Riggs et al* [9] suggèrent qu'en moins de 10 ms les mouvements oculaires sont inférieurs à 5 secondes d'arc ce qui épargne la prise d'images des effets de bouger. A 550 nm par exemple et pour un œil dilaté à 7 mm, la tache de diffraction est de 16 secondes d'arc.

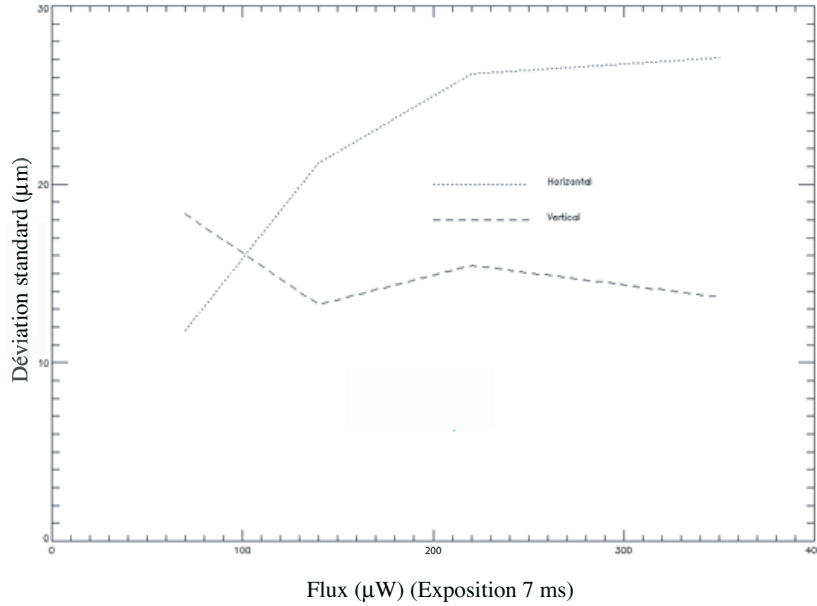


FIG. 2.2 – Mesures des déviations verticales et horizontales de la visée du patient VG dans l'expérience d'optique adaptative en fonction du flux

L'expérience d'imagerie optique adaptative nous a permis d'obtenir d'autres informations. Entre deux images consécutives, séparées de 150 ms, les mouvements de l'œil du patient sont en valeur *rms* de $15\ \mu\text{m}$ en vertical et $25\ \mu\text{m}$ en horizontal pour un flux de $300\ \mu\text{W}$ comme illustré sur la figure 2.2, soient respectivement 3 et 5 minutes d'arc. Une équipe a montré [?] que l'étude de la densité spectrale de puissance* du déplacement de l'œil permet d'isoler un mode pour de basses fréquences – inférieures à 20 Hz – et que ce mode a les caractéristiques d'une *marche au hasard*, c'est-à-dire que la densité spectrale de puissance est proportionnelle à l'inverse du carré de la fréquence de lecture. Pour des fréquences plus élevées, de 40 à 100 Hz, un autre mode est visible correspondant au tremor. Dans le cas des fréquences inférieures à 20 Hz, la loi de *marche au hasard* permet d'évoquer que le chemin parcouru par l'œil est proportionnel à la racine carrée du temps écoulé. Puisqu'on parcourt 3 minutes d'arc en vertical entre deux images, on peut en déduire qu'en 7 ms, le temps de pose, l'œil s'est déplacé de $3.2\ \mu\text{m}$ en vertical ($5.3\ \mu\text{m}$ en horizontal). Si ce déplacement n'est pas pollué par des microsaccades, on peut donc évoquer que 7 ms de pose permettent statistiquement d'imager des détails de l'ordre de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre. Cette valeur est confirmée par les images produites dont la fréquence de coupure correspond bien à cette valeur.

Le temps de lecture de 150 ms permet en plus de reconstruire *a posteriori* des champs plus grands à partir des champs élémentaires de 1° . Ce temps de lecture semble donc bien adapté à la mesure désirée.

La résolution axiale

On l'a vu, l'épaisseur de la rétine varie en fonction de l'excentricité. Elle est constituée de couches abritant différents types de cellules et selon que l'on voudra distinguer en profondeur des bâtonnets ($60 \mu m$ de longueur) ou des cellules ganglionnaires (une dizaine de microns de diamètre), la résolution axiale devra être adaptée. Typiquement, les meilleurs résultats sur une rétine font aujourd'hui état d'une résolution axiale de $3.2 \mu m$ [14] *in vivo*. Ces résultats ont été obtenus grâce à un système d'interférométrie haute résolution qui est à ce jour le système le mieux adapté pour distinguer les épaisseurs dans un échantillon. L'autre système permettant d'obtenir une résolution axiale inférieure à l'épaisseur de la rétine est le SLO (Scanning Laser Ophtalmoscope) dont la résolution axiale est tout de même supérieure à $100 \mu m$ sans optique adaptative et à $30 \mu m$ avec, ce qui nous renvoie vers l'interférométrie. En interférométrie, la résolution axiale théorique est fixée par la largeur de bande de la source d'imagerie utilisée mais est dégradée par les aberrations du milieu et du montage. Encore une fois l'utilisation d'optique adaptative peut venir compenser la déformation du front d'onde et améliorer la résolution axiale.

Tableau récapitulatif

A déterminer	Contraintes techniques	But recherché
La longueur d'onde d'imagerie	$600 \text{ nm} < \lambda < 800 \text{ nm}$ $400 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$	Pénétrer le tissu rétinien. Minimiser la diffusion dans les tissus Chercher la meilleure réflectance des tissus [12] Résolution latérale théorique entre 1.4 et $1.9 \mu m$ sur un œil jeune dilaté Améliorer la détection des photorécepteurs [13] Résolution latérale théorique entre 1 et $1.4 \mu m$ sur un œil jeune dilaté
Le rapport de Strehl	≥ 0.4	Imagerie de photorécepteurs à 1° d'excentricité [5]
Le champ	$\geq 1^\circ$	Le domaine d'isoplanétisme de l'œil est supérieur à 1° à 550 nm [5] La correction des aberrations sur 1° permet d'atteindre 0.4 de rapport de Strehl à 550 nm [5]
La transmission du montage entre l'œil et le détecteur	≥ 0.4 @ 550 nm	Avec une caméra Retiga Ex QImaging, le signal, limité par le bruit de photon, est détecté avec un rapport signal sur bruit de 5 [5]
Temps de pose	$\leq 10 \text{ ms}$ [9] 7 ms	Imagerie sans effet de bouger Imagerie d'un degré de champ et résolution des photorécepteurs à 1° d'excentricité [5]

.../...

Temps de lecture	≤ 150 ms	Reconstruction de larges champs ($2 \times 3^\circ$) par superposition de champs élémentaires [5]
La résolution axiale	$\leq 10 \mu m$	Distinction des différentes couches de la rétine [2]

2.2 Le couplage OCT/OA

A la lumière de ce qui précède, un interféromètre couplé à un système d'optique adaptative semble particulièrement convenir aux exigences des ophtalmologistes. Reste à adapter chacune des techniques, développées jusqu'alors séparément, pour parvenir aux performances attendues.

2.2.1 L'OCT plein champ

Présentation

Pour plus de détails sur cette partie, le lecteur pourra se reporter à la thèse de L.Vabre [15] sous la direction de A.C.Boccara¹.

La Tomographie Optique Cohérente (OCT²) est une technique d'imagerie optique non invasive rapportée pour la première fois par J.G.Fujimoto [16] en 1990 et d'abord appliquée sur des échantillons *ex vivo*. Le principe repose sur l'interférence de deux trains d'onde de photons balistiques* ayant parcouru séparément un chemin optique identique à la longueur de cohérence temporelle (L_c) de la source près, qui fixe ainsi la résolution axiale de la mesure et les performances de l'étude. Il permet d'extraire l'image d'une tranche plus ou moins réfléchissante au cœur d'un milieu diffusant apportant une résolution axiale inaccessible jusqu'alors pour les systèmes d'imagerie directe. La source employée par *Fujimoto et al* est une diode superluminescente (SLD) centrée à 840 nm et de largeur de spectre 30 nm; l'éclairage sur l'objet est ponctuel et est balayé, grâce à un miroir galvanométrique, point par point suivant la ligne de coupe deux dimensions ciblée sur l'objet. Le signal d'interférence de faible cohérence est modulé grâce au déplacement sur l'axe du miroir de référence et, par le biais de techniques de détection hétérodynes*, le signal cohérent est recouvré, ainsi filtré des éventuels photons diffusés et des réflexions parasites en amont en en aval de l'échantillon.

Avec un échantillon susceptible de rétrodiffuser la lumière depuis différentes profondeurs, on peut parvenir à l'imagerie de couches enfouies à partir des informations de contraste de la mesure interférométrique. La résolution axiale est donnée par $\simeq \frac{L_c}{2n}$ (avec n l'indice du milieu) et les couches sont repérées grâce à la position du bras de référence.

La plupart des versions OCT sont basées sur des interféromètres de Michelson à fibres optiques et fonctionnent donc point à point, ce qui dans le cas de l'œil est problématique. En effet, dans pareil cas, la reconstruction d'un champ se fait après un balayage x et/ou y de la source et nécessite un temps d'intégration totale supérieur au temps de stabilité de l'œil. Rien ne garantit plus alors que les positions balayées sur l'œil soient celles attendues.

Ces systèmes point à point font en général usage pour la source d'éclairement de diodes super luminescentes (SLD) ou de lasers impulsionnels qui, s'ils présentent une très faible longueur de cohérence temporelle, sont cohérents spatialement. Si l'on veut faire usage de ces sources pour un éclairage plein champ, *i.e.* pour se débarrasser du balayage sur l'échantillon, la cohérence spatiale de la source devient alors un obstacle : les aberrations induites par le milieu déforment les PSF et l'énergie de chacune d'elles se répartit dans un plus grand volume, au point d'occuper l'espace des PSF voisines. Dans le cas de sources cohérentes spatialement, la

1. Laboratoire Optique de l'ESPCI

2. Optical Coherence Tomography

superposition des PSF mène à une figure interférométrique et à des tavelures³ qui nuisent à l'imagerie.

L'utilisation de telles sources leur imposant un usage monopoint de l'éclairage, ces systèmes utilisent des détecteurs monopixels, de type photodiode en général. La détection se fait alors à haute sensibilité, d'autant plus que les normes d'éclairement de la rétine diffèrent selon la surface éclairée [§2.3]. Mais, on le rappelle, la reconstruction *a posteriori* d'images à partir de détections monopixels pose problème au niveau de la résolution spatiale dans le cas d'une imagerie *in vivo* et en particulier en ophtalmologie. On reviendra sur le sujet, mais l'on peut déjà évoquer le principe des exigences de stabilité sur l'échantillon en fonction des résolutions attendues : pendant la détection, le mouvement doit être inscrit dans la tache de diffraction pour que la résolution latérale théorique puisse servir de référence pertinente. Dans le cadre d'un traitement ponctuel à balayage latéral, le temps de détection est alors multiplié par le nombre de points nécessaires à la reconstruction de l'image complète et les exigences de stabilité deviennent d'autant plus irréalistes. Pour la résolution axiale, on peut évoquer comme critère que le mouvement doit être inférieur au quart de la longueur d'onde d'imagerie pendant le quart de la période de modulation du signal [§2.2.4] pour une reconstruction pertinente.

D'un point de vue historique, les systèmes d'OCT point à point ont commencé par démontrer l'amélioration de la résolution axiale [16], mais des objectifs de microscope de faible ouverture numérique sont alors utilisés pour permettre un déplacement rapide sur l'axe sans avoir à modifier la mise au point. La faible ouverture numérique des objectifs entraîne une perte de résolution latérale, *i.e.* une augmentation de la valeur de la limite de diffraction. Pour reconstruire une image xz complète, les coupes en z obtenues grâce au scan du miroir de référence sont juxtaposées et la performance de l'imagerie réside essentiellement dans la résolution axiale obtenue. Si par la suite on a cherché à augmenter les ouvertures numériques des objectifs de microscope pour améliorer la résolution latérale et la sensibilité de la détection [17, 18], le scan en z a été conservé et la résolution latérale effective a alors été limitée par les mouvements de l'échantillon. Aujourd'hui, de nouvelles sources ont émergé : des lasers femtosecondes ultra large bande (par exemple un laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$: longueur d'onde centrale 800 nm, largeur de bande 260 nm et puissante optique 120 mW [19]) et des diodes super luminescentes (par exemple la combinaison de diodes BroadLighter (Superlum Russia) : longueur d'onde centrale 890 nm, largeur de bande supérieure à 150 nm et puissance optique 4.5 mW [20]). Grâce à ces sources, de nouvelles techniques OCT ont pu voir le jour, qui tirent avantage du chromatisme de l'œil. Les différentes longueurs d'onde focalisant dans des plans localisés à différentes profondeurs dans la rétine, l'analyse de Fourier [21] ou l'analyse spectrale [22, 20] du signal interférométrique permettent de retrouver à partir d'une seule mesure l'information revenant d'une épaisseur complète dans le tissu. Celle-ci est égale à la zone de focalisation, dépendante de la largeur de bande de la source. Grâce à cette analyse, du temps est gagné sur la détection d'une coupe xz et la sensibilité de la détection est améliorée. La très large bande des sources et le scan en z réduit ou même disparu, mènent à des résolutions axiales jamais atteintes sur des yeux *in vivo*. *Leitgeb et al* [23] sont parvenus à une résolution axiale de $2.5 \mu\text{m}$ avec un laser femtoseconde et *Ko et al* [14] à $3.2 \mu\text{m}$ avec une diode superluminescente sur une rétine *in vivo*. Malheureusement, si du temps est gagné pour reconstruire une image, qui peut être consacré au balayage latéral de la source et ainsi aux contraintes de stabilité, la détection du signal sur une large épaisseur de rétine impose un faisceau de faible ouverture numérique. En effet, l'énergie doit être équivalentement répartie sur toute la profondeur étudiée pour y conserver la sensibilité interférométrique, ce qui ne se fait qu'à la condition d'une grande profondeur de champ, donc d'un élargissement de la tache de diffraction et d'une perte de résolution latérale. Il semble alors que pour obtenir une résolution latérale théorique adaptée à la taille des cellules de la rétine, il faille tirer profit des techniques de détection *en face* qui permettent de se départir du balayage x et/ou y .

En 1998 à l'ESPCI, *E. Beaurepaire et al* [24] ont proposé une version plein champ de l'OCT, permettant de se débarrasser du balayage xy sur l'échantillon [Figure 2.3] et suscitant

3. traduction du terme anglais de *speckle*

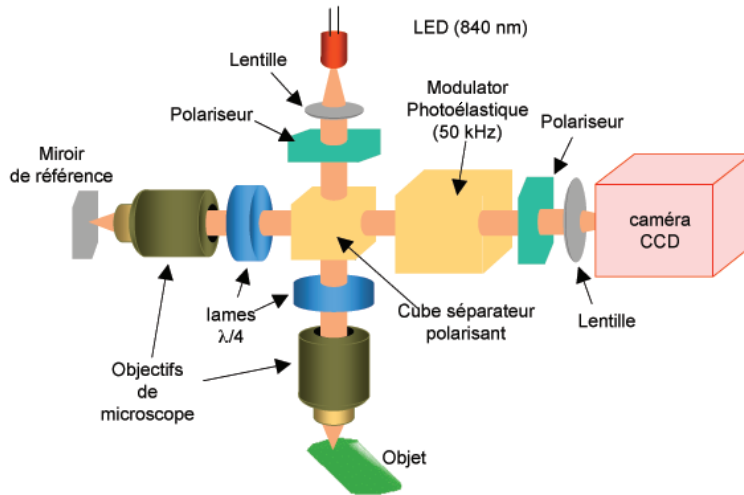


FIG. 2.3 – *Principe du système OCT plein champ de l'ESPCI*
(Crédit: F. Lacombe).

un grand intérêt pour des applications biologiques, en particulier ophtalmologiques. L'image plein champ obtenue est une coupe *en face* (x, y) dont l'épaisseur est toujours la demi-longueur de cohérence de la source dans le milieu étudié. Les caractéristiques d'un tel montage peuvent s'énoncer en:

- la source est une diode électroluminescente (LED) de faible cohérence, spatiale et temporelle et modulable à plusieurs mégahertz. La cohérence temporelle L_c est inférieure à $12 \mu m$ dans l'air, tandis que la cohérence spatiale est garantie très faible par le fabricant sans plus de précision
- la lumière est polarisée *via* un polariseur linéaire. Son association avec un cube séparateur polarisant permet d'agir sur la répartition des intensités dans les bras d'un interféromètre Linnik – c'est-à-dire avec des bras terminés par des objectifs de microscope permettant de faire interférer les champs – et de séparer les polarisations dans deux trains d'onde cohérents entre eux, en agissant sur l'orientation relative du polariseur et du cube
- grâce à une lame quart d'onde utilisée à 45° de la polarisation incidente dans chaque bras, la polarisation tourne de 90° sur un aller-retour et les deux faisceaux sont recombinaés dans la voie où sera placée la détection et ce, sans avoir subi la perte de 50% de flux revenant de chacun des bras qu'induit un Michelson non polarisé. Ces lames quart d'onde permettent en plus de filtrer les éventuelles réflexions parasites dans le montage entre la source et elles-mêmes, augmentant ainsi le contraste interférométrique. Enfin, les polarisations circulaires qu'elles génèrent dans l'échantillon se dépolarisent moins rapidement que leur équivalent linéaire [25]
- devant l'échantillon et la référence, deux objectifs de microscope identiques pour une configuration Linnik. Leur grande ouverture fixe la résolution latérale des images prises *en face* tandis que la résolution axiale est toujours fixée par la cohérence temporelle de la source
- un modulateur photoélastique, dont les axes sont alignés avec les polarisations émergentes, crée un retard de phase sinusoïdal dans le temps entre les deux composantes polarisées qui interfèrent suite à leur projection sur un analyseur à 45° placé devant la caméra. Cette projection sur un analyseur unique conduit à la perte de 50% du signal et, après démodulation, on recouvre approximativement $N/2f$ de l'amplitude rétrodiffusée

- par l'échantillon, avec N le nombre de groupe de quatre images par période de modulation nécessaires à la reconstruction et f la fréquence de modulation
- le détecteur est matriciel pour une imagerie plein champ et est synchronisé avec le modulateur photoélastique.

Depuis, le laboratoire d'optique de l'ESPCI a développé d'autres versions de ce montage en remplaçant le modulateur photoélastique par une modulation mécanique du chemin optique sur le miroir du bras de référence. La disparition du barreau photoélastique leur a permis de tester un montage non polarisé dont les performances sont de $1.8 \mu m \times 0.9 \mu m$ [26] de résolution (transverse \times axiale) en lumière blanche (lampes halogènes à filament tungstène avec éclairage de Köhler, pour obtenir un champ uniformément éclairé) sur des échantillons statiques. La détection est limitée par le bruit de photon avec une sensibilité de 90 dB^4 pour des accumulations sur 4 secondes d'images $240 \mu m \times 240 \mu m \times 450 \mu m$ (xyz) sur des échantillons *ex vivo*.

Adaptation

A partir des premiers travaux de l'ESPCI, une thèse a été soutenue par H. Gardette [6] se rapportant à un système d'OCT plein champ adapté à l'ophtalmologie dont le schéma est donné sur la figure 2.4. On ne s'intéressera pas ici à la voie d'imagerie sinon en disant que H. Gardette a conservé dans son système la modulation *via* la barreau photoélastique dont nous présenterons ultérieurement [§2.2.4] une amélioration.

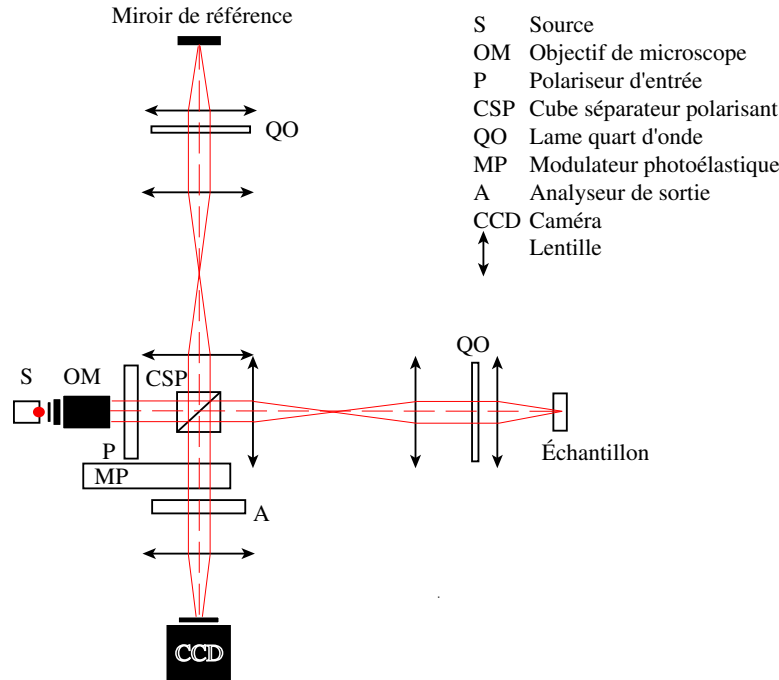


FIG. 2.4 – Premier principe d'OCT plein champ «ophtalmologique».

La résolution latérale théorique accessible sur la rétine est maximale quand l'ouverture des faisceaux est limitée par la seule pupille de l'œil (qui définit alors celle du montage) et que celle-ci est dilatée. De même pour la sensibilité. Le faisceau pénétrant l'œil est collimaté de façon à réduire l'accommodation chez le patient et à obtenir une répartition uniforme du flux entrant et sortant. Sur la figure 2.4, on ne représente que des «yeux artificiels», c'est-à-dire une lentille

⁴ la sensibilité de détection est égale à $-10 \log$ (réflectivité minimale détectable) comme présenté dans la référence [26]

– qui joue le rôle de cristallin – et un miroir ou un échantillon rétrodiffusant en guise de rétine, sur lequel est conjugué le champ qui sera imagé sur la caméra. Grâce à un montage de Gauss afocal, la pupille est déportée vers l'intérieur du montage – jusqu'à l'objectif de la caméra – ce qui permet de placer un système encombrant de maintien de la tête du patient et d'optimiser le transfert de flux entre l'œil et l'interféromètre. Les pupilles sont conjuguées entre elles dans le bras de référence et dans celui contenant l'échantillon puis superposées dans l'objectif de la caméra. Le transport de pupille étant également une exigence de systèmes corrigés par optique adaptative, il devient donc une contrainte pour notre montage.

La source est une LED à 780 nm injectée grâce à un objectif de microscope qui collimate le faisceau jusqu'au cube polarisant. Auparavant, la lumière est polarisée de façon à suivre les principes énoncés ci-dessus. L'utilisation d'une lumière polarisée dans le cadre d'une interférométrie ophtalmologique est justifiée par la possibilité de recouvrer 100% du flux de retour de chaque bras et celle de filtrer les réflexions parasites entre la source et les lames quart d'onde. Mais on sait aussi que l'œil est biréfringent et qu'il n'est donc pas neutre par rapport à la polarisation de la lumière : un système optimal du point de vue du contraste dans une configuration OCT plein champ polarisée linéairement et interférant grâce à un analyseur à 45° , ferait interférer deux signaux polarisés suivant des directions orthogonales d'égale amplitude à la dépolarisation près. C'est-à-dire que la polarisation circulaire entrant dans l'œil sortirait à l'identique déphasée de π (réflexion spéculaire). La biréfringence de l'œil va en fait modifier le déphasage relatif des composantes du champ électrique en fonction de leur orientation azimutale et un signal circulaire ressortira en général elliptique. Ainsi, sur l'analyseur, l'amplitude du champ électrique résultant de la projection, aura-t-elle changé et les interférences perdront-elles en contraste sur l'analyseur.

La biréfringence, comme l'éventuelle dépolarisation, est donc un phénomène limitant pour l'imagerie dans l'œil et ce, quelle que soit l'état de polarisation de la lumière utilisée (la lumière non polarisée est une superposition incohérente de toutes les polarisations). Le choix a donc été fait de fixer une direction de polarisation en entrée et de l'analyser en sortie, avec l'avantage non négligeable de ne pas subir de perte en intensité sur le signal et de filtrer les réflexions parasites.

Le système d'OCT duquel nous sommes partis pour donner une première réponse de principe aux exigences médicales est représenté figure 2.5 et révèle les caractéristiques suivantes :

- la source est une LED à 770 nm, de longueur de cohérence inférieure à $12 \mu m$ dans l'air et de faible cohérence spatiale
- le faisceau est collimaté par un objectif de microscope OM
- la lumière est polarisée linéairement grâce à un polariseur P
- le faisceau collimaté est intercepté par un diaphragme D de façon à définir un champ quasi uniforme dont la taille est donnée par le diamètre du diaphragme
- une lentille collimate le faisceau sur le cube séparateur polarisant. Dans l'état, la pupille est définie par la source et la lentille est placée de façon à conjuguer celle-ci dans le cube
- le cube CSP est conjugué avec la véritable pupille du montage (pupille de l'œil) grâce à un système de Gauss afocal dans chaque bras qui optimise du même coup la transmission du flux. On obtient également la possibilité d'installer un diaphragme au niveau de l'image intermédiaire du champ entre les deux lentilles de Gauss du bras contenant l'œil pour filtrer les réflexions parasites de la cornée qui échappent au filtrage des lames quart d'onde [Figure 2.15]
- au bout de chaque bras une lame quart d'onde à 45° des axes du cube permet de faire tourner la polarisation de 90° après un aller-retour. Les faisceaux se superposent alors dans la voie de sortie de l'interféromètre filtrés des réflexions parasites entre la source et la face avant de la lame quart d'onde dans les deux bras de l'interféromètre. Pour que ce filtrage soit optimal, on place donc la lame quart d'onde au plus près de l'œil
- l'extrémité de chaque bras reproduit un œil grâce à une lentille (cristallin) et un miroir (rétine) sur lequel est conjugué le champ.

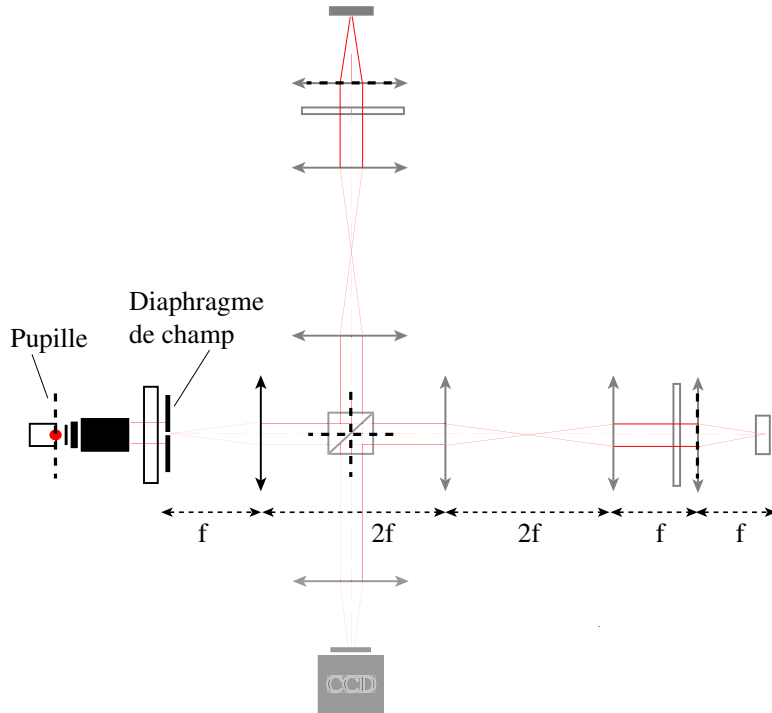


FIG. 2.5 – *Premier choix de configuration pour la voie d'entrée et les voies référence et échantillon pour l'OCT plein champ. La voie d'entrée permet de conjuguer la source S , qui définit la pupille, dans le cube CSP. La pupille est alors transportée via un montage afocal dans chacun des bras et conjuguée au retour dans le cube. f désigne la focale des lentilles, ici identiques. Les symboles sont les mêmes que sur la figure 2.4 et les traits pointillés localisent un plan pupille.*

2.2.2 L'Optique Adaptative

L'optique adaptative est un système de correction en temps réel des aberrations de front d'onde par le biais d'une optique correctrice dynamique commandée à partir des mesures d'un analyseur de front d'onde. Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter à la thèse de M. Glanc *Applications ophtalmologiques de l'optique adaptative* [4].

Si l'on sait depuis longtemps que l'œil est un outil puissamment aberrant, on a davantage prêté attention jusqu'alors à ses aberrations statiques dont la manifestation la plus évidente est la perte de résolution amétrope (myopie, hypermétropie...). Aujourd'hui, si l'on parvient à corriger ces aberrations statiques dans la plupart des cas, il nous est toujours impossible de résoudre les détails de la rétine *in vivo* et l'idée de corriger les aberrations d'ordre plus élevé et de façon dynamique a fini par émerger. La figure 2.6 décrit le principe de l'optique adaptative. Les premières corrections dynamiques d'un front d'onde aberrant sont l'œuvre d'astrophysiciens [27] dans les années 50 désireux de compenser les effets délétères de la turbulence atmosphérique au foyer des télescopes. Aujourd'hui cette technique est largement éprouvée et équipe la plupart des grands instruments comme le Very Large Telescope au Chili avec NAOS⁵.

Avant de compenser les aberrations de l'œil, on s'est d'abord contenté de les mesurer [28]. Plus récemment des équipes sont parvenues à de l'imagerie plein champ haute résolution [5, 29] à partir de systèmes correctifs dynamiques des aberrations. Mais, si l'on progresse sur le traitement d'images ophtalmologiques à l'aide d'optique adaptative, de nombreuses questions persistent au sujet de la variation des aberrations avec l'accommodation ou de la répartition des

5. Nasmyth Adaptive Optics System

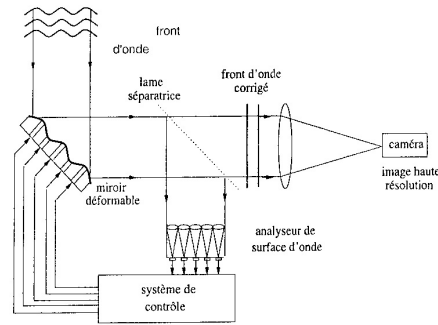


FIG. 2.6 – Schéma de principe d'un système d'optique adaptative [4].

aberrations dominantes. Une étude récente [30] a montré que toutes les aberrations variaient mais que la composante statique restait la plus dégradante. Les questions deviennent alors : dans quelle mesure varient ces aberrations ? Peuvent-elles être corrigées en dynamique ? Ou encore quelle influence ont-elles sur la dégradation de l'image ?

Quoiqu'il en soit, on peut déjà se prononcer sur l'apport de l'optique adaptative sur un système imageur : la compensation des aberrations a pour effet de rétablir la résolution latérale en diminuant la largeur à mi-hauteur des PSF du front d'onde soit d'améliorer le contraste en augmentant l'énergie dans le cœur de ces PSF. D'autre part, dans l'optique d'un couplage avec de l'OCT, la correction du front d'onde implique aussi l'amélioration du contraste interférométrique et donc de la sensibilité de détection [§2.2.7]. Enfin, la positionnement relatif de la source d'imagerie, de l'analyseur, du miroir déformable et de l'échantillon dont on cherche à compenser les aberrations, mène à une correction « aller-retour » de la source d'imagerie par le miroir déformable et ainsi à une conjugaison optique améliorée des points de la source avec leur image sur la rétine et sur le détecteur [§2.2.7].

Au sein de l'équipe, une thèse a déjà été soutenue en 2002 sur l'optique adaptative ophtalmologique [4] pour laquelle les recherches se poursuivent [5]. Le principe de montage est illustré par la figure 2.7.

C'est un système :

- gouverné par un analyseur de front d'onde type Shack-Hartmann (SH), avec 6x6 sous-pupilles (le principe est présenté figure 2.8) dans un plan conjugué de la pupille de l'œil et fonctionnant à 70 Hz en boucle fermée
- dont la source de référence est une SLD à 835 nm (pour éviter les interférences entre l'analyse du front d'onde et l'imagerie, deux longueurs d'onde distinctes sont utilisées)
- dont le miroir déformable est un bimorphe à 13 actionneurs (BIM13), de 30 mm de pupille conjuguée avec celle de l'œil, fonctionnant à la fréquence imposée par le SH et gelé lors des prises d'images
- dont la source d'imagerie est une lampe à arc filtrée à 550 ± 20 nm livrant moins de $600 \mu W$ à l'entrée de l'œil. Cette source est incohérente spatialement pour ne pas créer de tavelures dans le champ et elle est injectée dans le montage *via* une fibre optique. L'illumination sur la rétine a été choisie de façon à respecter les normes de sécurité [31] d'éclairement et pour obtenir un rapport signal à bruit [32] supérieur à 5
- dont le champ d'observation sur la rétine est de 1° . Cette valeur est estimée dans le champ d'isoplanétisme* de l'œil au vu des résultats obtenus même si sa valeur dans l'œil reste inconnue et pourrait varier d'un patient à l'autre. Le champ imagé est excentré en fonction du positionnement de LEDs-mires suivies par le patient
- dont la caméra d'imagerie présente 1030 par 1360 pixels pouvant être rééchantillonnés (ou rebinés). La taille des pixels sur la rétine en binning 1 est de $0.45 \mu m$ et de $0.9 \mu m$ en binning 2. En binning 2, le nombre de pixels devient 515×680 et le champ de 1° est

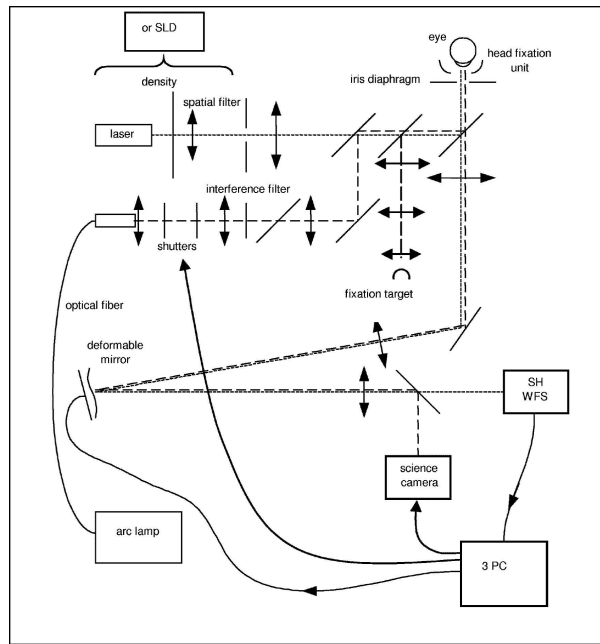


FIG. 2.7 – Schéma du montage de l'imagerie rétinienne par optique adaptative développée au LESIA. Les voies d'analyse et d'imagerie sont distinguées [5].

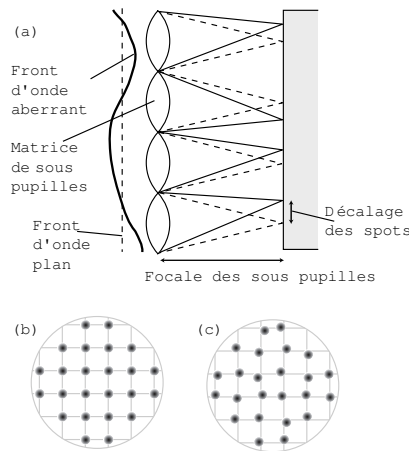


FIG. 2.8 – Schéma de principe de fonctionnement d'un Shack-Hartmann. (a) vue perpendiculaire à l'axe optique de faisceaux au travers de micro-lentilles pour un front d'onde plan et un front d'onde aberrant. Répartition des images (spots) formées par les micro-lentilles sur la caméra pour un front d'onde plan (b) et un front d'onde aberrant (c) [1]

imagé sur 350×350 pixels. Le bruit de lecture de la caméra a été choisi aussi faible que possible, il est de $10 e^-$ rms

- avec un temps d'exposition de la rétine de 7 ms garanti par deux shutters qui assurent ainsi la sécurité quant aux normes d'éclairement. Ce temps d'exposition très bref permet de se préserver autant que possible du «flou de bouger»
- pour lequel l'addition du temps d'exposition, du temps de lecture, du temps de transfert

- et du temps de sauvegarde mène à une durée de 150 ms entre chaque image
- avec un détecteur placé sur une platine de translation en z pour imager différentes couches en profondeur de la rétine. La résolution axiale est alors fixée par la profondeur de champ du système
- pour lequel un positionnement stable et précis de la tête du patient a été développé grâce à une mentonnière usinée au sein du LESIA
- pour lequel l’erreur résiduelle rms sur le front d’onde en boucle fermée est inférieure à $0.15 \mu m$ pour une pupille dilatée à 7 mm. Sur les meilleures images obtenues, le rapport de Strehl a été calculé en divisant l’énergie contenue dans la MTF* réelle normalisée par l’énergie de la MTF idéale non aberrante [5]. Le rapport de Strehl obtenu est alors de 0.4, soit une erreur de phase rms à 550 nm de 0.9 rad équivalente à $0.08 \mu m rms$, qui tend à démontrer le pouvoir correctif de l’optique adaptative (une étude menée par la société *Imagine Eyes* tend à montrer que les aberrations d’yeux emmétropes sont de l’ordre de 0.2-0.4 $\mu m rms$). Dans ces conditions, la dilatation de la pupille, nécessaire à l’amélioration de la résolution latérale théorique ainsi qu’à l’augmentation du flux sur la rétine très peu réfléchissante, devient possible. Sans optique adaptative, la dilatation provoque une dégradation du front d’onde – essentiellement du fait des aberrations sphériques – et de fait une diminution de la résolution effective.

L’imagerie par optique adaptative a donc déjà su démontrer ses performances : des images dont la résolution latérale théorique est approchée sur un œil emmétrope dilaté à 7 mm, dont la reproductibilité se fait à discrétion à différentes excentricités et sur lesquelles on distingue clairement photorécepteurs et vaisseaux selon la profondeur sélectionnée. Chaque image couvre un champ de 1° et la reconstruction de champs de plus de 2° *a posteriori* est accessible (Figure 2.9). Pour reconstruire des champs plus grands on profite des mouvements de l’œil entre chaque prise d’image (150 ms). Cette dérive est en effet inférieure à la valeur du champ imagé, aussi peut-on superposer des champs individuels en optimisant leur corrélation et recouvrir leurs positions relatives.

Etant considéré que les 13 actuators du miroir déformable ne lui permettent une correction qu’aux bas ordres des aberrations, l’amélioration de ce paramètre devrait nous aider à parvenir à de meilleurs contraste et résolution. La course du miroir est également un paramètre améliorable du système pour envisager l’imagerie sur des yeux amétropes. La fréquence d’analyse du Shack-Hartmann en l’état est de 70 Hz actuellement ce qui constitue la bande passante la plus élevée, autant que nous le sachions, répertoriée à ce jour.

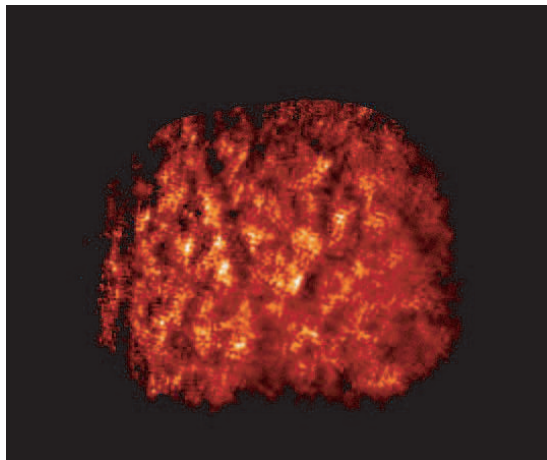


FIG. 2.9 – Image de $2^\circ \times 3^\circ$ obtenue grâce à la superposition de champs élémentaires de 1° corrigés grâce à un système d’optique adaptative simple

2.2.3 La résolution axiale pour l'imagerie ophtalmologique à partir d'optique adaptative simple

La figure 2.10 présente deux images obtenues avec un tel système à des profondeurs différentes dans la rétine. Comme évoqué précédemment, l'imagerie par optique adaptative n'apporte pas de résolution axiale suffisante pour positionner les couches au cœur de la rétine, même si on remarque bien sur ces images la correspondance entre la couche des vaisseaux – à gauche – et l'ombre portée sur la couche des photorécepteurs – à droite. Chacune de ces images couvre un champ de $2^\circ \times 3^\circ$ et l'écart entre les champs élémentaires à partir desquels s'est faite la reconstruction est de $240 \mu m$ en profondeur.

La résolution axiale d'un tel système est fixée par sa profondeur de champ. Pour dé-

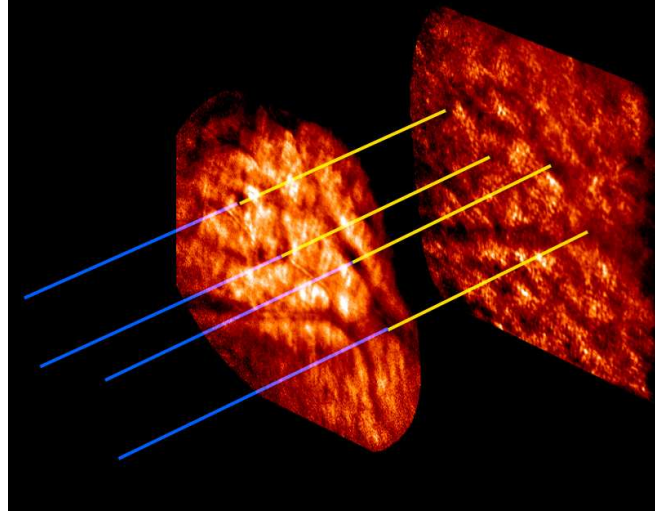


FIG. 2.10 – Deux images séparées de $240 \mu m$ en profondeur représentant $2^\circ \times 3^\circ$ de champ. La trame des vaisseaux sur l'une apparaît en ombre portée sur l'autre.

terminer cette profondeur de champ, on fait le choix d'exprimer la perte de Strehl en fonction de la défocalisation dans le milieu (le choix est détaillé dans l'annexe C). L'avantage d'une telle approche est de pouvoir comptabiliser les effets de la défocalisation comme une perte de sensibilité au même titre que n'importe quelle aberration.

Dans le cadre d'une faible variance résiduelle de phase σ_ϕ^2 [Annexe E], $e^{-\sigma_\phi^2}$ peut être assimilée au rapport de Strehl. Si l'on ne considère que la défocalisation comme cause de la perte de sensibilité, on peut alors exprimer la déformation *rms* du front d'onde en fonction du coefficient de Zernike en microns *rms* z_4 :

$$\sigma_\phi = \frac{2\pi z_4}{\lambda} \quad (2.1)$$

avec λ la longueur d'onde dans le milieu.

En utilisant le lien qui existe entre la valeur de la défocalisation sur l'axe z et le coefficient de Zernike *rms* correspondant [AnnexeB], soit :

$$z_{4rms} = \frac{z}{16\sqrt{3}N^2} [\mu m \text{ rms}] \quad (2.2)$$

avec N le nombre d'ouverture de l'œil ($N = f/D$, f la focale de l'œil dans le milieu et D le diamètre de la pupille), on parvient à l'expression suivante :

$$\text{Rapport de Strehl SR} \simeq e^{-\left(\frac{\pi n z}{8\sqrt{3}N^2\lambda}\right)^2} \quad (2.3)$$

avec n l'indice du milieu (1.33) et z la défocalisation en μm .

La figure 2.11 illustre la perte de Strehl en fonction de la défocalisation dans le milieu oculaire. Si l'on choisit comme critère que dans ces conditions la profondeur de champ est définie par une perte de 50% de Strehl, sa valeur est alors de $\pm 22 \mu\text{m}$, soient environ $44 \mu\text{m}$.

Même si dans la réalité la perte de Strehl dans l'œil est provoquée par d'autres aber-

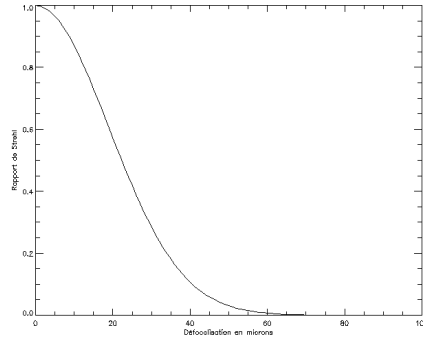


FIG. 2.11 – Variation du rapport de Strehl en fonction de la défocalisation dans l'œil en μm .

rations en plus de la défocalisation, on peut estimer la valeur minimale de la profondeur de champ par ce biais et de fait obtenir une idée de la résolution axiale. Avec $44 \mu\text{m}$ de profondeur de champ fixée par l'ouverture des optiques de l'œil, on ne pourra distinguer les éléments dans chaque couche de la rétine comme par exemple les cellules ganglionnaires qui n'ont que $10 \mu\text{m}$ de diamètre et pas même distinguer les couches les unes des autres. Si l'optique adaptative a démontré ses performances en termes d'imagerie *en face* haute résolution, elle ne semble pas pouvoir parvenir seule dans l'œil à une reconstruction pertinente trois dimensions, ce qui justifie de fait l'utilisation de l'OCT.

2.2.4 Le traitement multiphase interférométrique

On a évoqué précédemment [§2.2.1] que la mesure OCT nécessitait plusieurs relevés décalés en phase afin de discerner l'amplitude de la phase dans le signal rétrodiffusé par l'échantillon. Cette prise de mesures successives, au moins trois pour lever toute ambiguïté, est problématique dans le cas de l'œil en raison des mouvements de celui-ci entre deux images, mouvements qui deviennent alors le facteur limitant à une modulation/démodulation pertinente.

Les trois mesures nécessaires pratiquement deviennent quatre, durant lesquelles on tente de saisir autant d'états de la phase, décalés et discernables. Dans le cas d'une modulation du signal, les quatre mesures sont prises durant une période de modulation et les contraintes de stabilité de l'échantillon doivent donc être exprimées pendant cette durée. Puisque le but est d'enregistrer quatre valeurs distinctes et discernables de la phase, le critère de stabilité minimale du signal en z peut-être estimé à $\lambda/4n$ (avec n l'indice du milieu) pendant le quart de la période de modulation. Ainsi, pour une fréquence de modulation typique de 50 Hz et une longueur d'onde d'observation de 780 nm, les exigences de stabilité en profondeur sont de l'ordre de $28 \mu\text{m/s}$ ce qui n'est pas compatible avec la plupart des observations *in vivo* ni *a fortiori* avec l'œil.

Ces exigences sont adaptées à la reconstruction d'un signal OCT et sont des contraintes pour la résolution axiale des images. En matière de résolution latérale, pour un système d'imagerie *en face*, les exigences théoriques de stabilité sont différentes et répondent davantage à un mouvement inférieur à la tache de diffraction pendant la période de modulation. Pour une longueur d'onde de 780 nm et une pupille dilatée à 7 mm, la limite de diffraction dans un œil est de $1.9 \mu\text{m}$. Avec une période typique de modulation de 50 Hz, la contrainte de mouvement pour le maintien de la résolution latérale théorique doit donc être inférieure à $95 \mu\text{m/s}$ pour un

système OCT plein champ modulé et de $95 \mu\text{m}/(\text{le nombre de points nécessaires à la reconstruction d'un champ complet})/\text{s}$ pour un système point à point!

Tous les systèmes OCT présentés jusqu'alors sont soumis au risque que, pendant l'intégration des trois ou quatre interférogrammes décalés en phase, l'échantillon ait bougé. L'amplitude et la phase reconstruites à partir de ces mesures n'ont alors aucune pertinence, le post traitement ne pouvant en réalité rendre ni l'une ni l'autre. L'effet destructeur des mouvements de l'échantillon est bien sûr aggravé dans le cas de systèmes de détection point à point, d'autant plus que les mouvements de l'œil sont moindres en fréquence et amplitude sur l'axe que latéralement.

Les systèmes d'OCT balayés, s'ils obtiennent une résolution axiale dans le tissu *in vivo* proche de la valeur théorique, entre 2.1 et $3.5 \mu\text{m}$ [21, 33, 23, 19, 34, 35, 20, 36], leur permettant de distinguer les différentes couches de la rétine, ne parviennent pas aux mêmes performances latéralement. Aucun d'entre eux n'a encore produit de coupes sur lesquels apparaissaient les constituants de chaque couche de la rétine, comme les photorécepteurs ou les cellules ganglionnaires. Sans compter que les sources utilisées, comme les lasers femtosecondes, sont très coûteuses. Ces lasers sont les seuls pour le moment à leur offrir des trains d'onde suffisamment courts avec l'énergie nécessaire à l'obtention d'une sensibilité OCT typiquement de 90 dB.

Les systèmes d'OCT plein champ *en face* modulés sont également soumis aux problèmes de mouvements de l'œil. Pour les résoudre, soit ils parviennent aux mêmes fréquences de scan en z que les systèmes balayés avec la difficulté de traiter un champ plutôt qu'un point, soit ils tentent de compenser *a posteriori* le mouvement en cherchant la meilleure corrélation entre les champs pour reconstruire correctement phase et amplitude introduisant une source d'erreur supplémentaire. On remarquera enfin que le mouvement réduira, en pareil cas, le champ imagé puisque la zone de corrélation entre les interférogrammes successifs sera inférieure au champ initial sur la rétine.

Si l'on parle de compensation *a posteriori*, c'est qu'évidemment pour le moment personne n'est parvenu à compenser simultanément les mouvements de l'œil lors de la prise de mesures à la précision requise sur l'image.

L'idéal en matière d'imagerie OCT *in vivo* serait donc d'obtenir simultanément les 4 interférogrammes plein champ décalés en phase. Grâce à un prisme de Wollaston, on peut tirer avantage de la polarisation de la lumière et parvenir à la production d'interférogrammes en opposition de phase ou en quadrature simultanément. De plus, contrairement à un analyseur simple comme présenté sur la figure 2.4, on ne subit pas de perte d'intensité dans le signal analysé.

2.2.5 La solution Wollaston

Mesures simultanées de plusieurs interférogrammes : le prisme de Wollaston

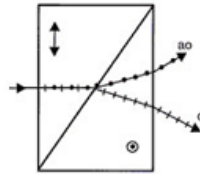


FIG. 2.12 – *Principe du prisme de Wollaston : deux polarisations orthogonales entre elles, alignées avec les axes du prisme et perpendiculaires à l'axe d'incidence sont déviées d'un angle opposé autour de l'axe optique*

Le prisme de Wollaston est une association de deux prismes orthogonaux biréfringents associés par leur base [Figure 2.12]. Leurs lignes neutres sont perpendiculaires entre elles et perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde incidente. La lumière sur le premier

dioptré est réfractée dans le premier prisme en un rayon ordinaire (o) et un rayon extraordinaire (ao) qui se propagent dans la même direction. Comme l'axe optique du second prisme est orthogonal à celui du premier, le rayon ordinaire devient extraordinaire au niveau de l'interface des prismes et comme $n(ao) < n(o)$, le rayon extraordinaire est réfracté d'un côté de l'axe d'incidence tandis que l'inverse se produit pour le rayon extraordinaire initial qui devient ordinaire et se réfracte symétriquement autour de l'axe d'incidence. Grâce au prisme de Wollaston, on obtient donc à partir d'un faisceau, deux faisceaux déviés symétriquement en fonction de leur polarisation autour de l'axe d'incidence. L'angle que font les rayons avec l'axe optique peut être adapté aux besoins. Le Wollaston se comporte donc à la fois comme un prisme et un polariseur qui sépare et dévie de façon opposée deux polarisations rectilignes incidentes et orthogonales.

Appliqué au problème de la mesure d'un contraste interférométrique, on peut tirer parti du prisme de Wollaston en le substituant à l'analyseur à 45° utilisé précédemment [figure 2.4]. Par rapport à un analyseur simple, on obtient deux faisceaux ayant chacun subi la perte de moitié d'intensité due à la projection nulle des polarisations orthogonales à l'axe de l'analyse. Sur un Wollaston, à 45° de deux polarisations entrantes orthogonales, on projette la somme des amplitudes sur un axe et la soustraction sur l'autre (multipliées par $\sqrt{2}/2$) et l'intégralité de l'énergie est utilisable. Au vu de la réflectivité de la rétine $< 10^{-4}$, tous les facteurs 2 comptent.

Adaptation simple

Soient I_E l'intensité retournée par l'échantillon, I_R par la référence et R le coefficient permettant de rendre la part d'intensité interférant. R renvoie à la lumière cohérente, c'est-à-dire rétrodiffusée par l'échantillon à la profondeur correspondant au chemin optique parcouru dans le bras de référence, dans l'intervalle donné par la longueur de cohérence avec conservation de la phase (notion de photons balistiques*). On peut alors exprimer la mesure en intensité pour chaque pixel du détecteur, lors d'interférences, à l'aide de l'équation suivante :

$$I = I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi \quad (2.4)$$

avec φ l'écart de phase entre les deux trains d'onde.

Si l'on tourne le prisme de Wollaston de 45° dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau, dans la configuration décrite précédemment [§2.2.1] où les polarisations sortent du cube séparateur polarisant orthogonales et alignées avec les axes (vertical/horizontal) du cube, les amplitudes des champs électriques sur les axes du Wollaston sont projetées de sorte qu'on obtient simultanément leur somme ($\times \sqrt{2}/2$) sur un axe et leur différence ($\times \sqrt{2}/2$) sur l'autre. Soit en termes d'intensité pour les deux faisceaux (1-2) émergeant du prisme et par pixel du détecteur :

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\ I_2 &= \frac{1}{2}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \end{aligned} \quad (2.5)$$

ce qui équivaut à :

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\ I_2 &= \frac{1}{2}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \pi)) \end{aligned} \quad (2.6)$$

expression qui permet de montrer que les termes interférométriques de I_1 et I_2 sont en opposition de phase. A partir de ces expressions, on peut imaginer un traitement 2-phases de l'information afin de retrouver I_E , I_R étant connu :

$$\begin{aligned} I &= I_1 - I_2 = 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi \\ S &= 4I_R R I_E \cos^2 \varphi \end{aligned} \quad (2.7)$$

duquel on obtient l'intensité RI_E rétrodiffusée par l'échantillon, multipliée par un coefficient dépendant de l'écart local de phase entre les fronts d'onde retournés par la référence et l'échantillon. Cette valeur est tirée de deux mesures simultanées ne nécessitant plus qu'une seule période d'intégration.

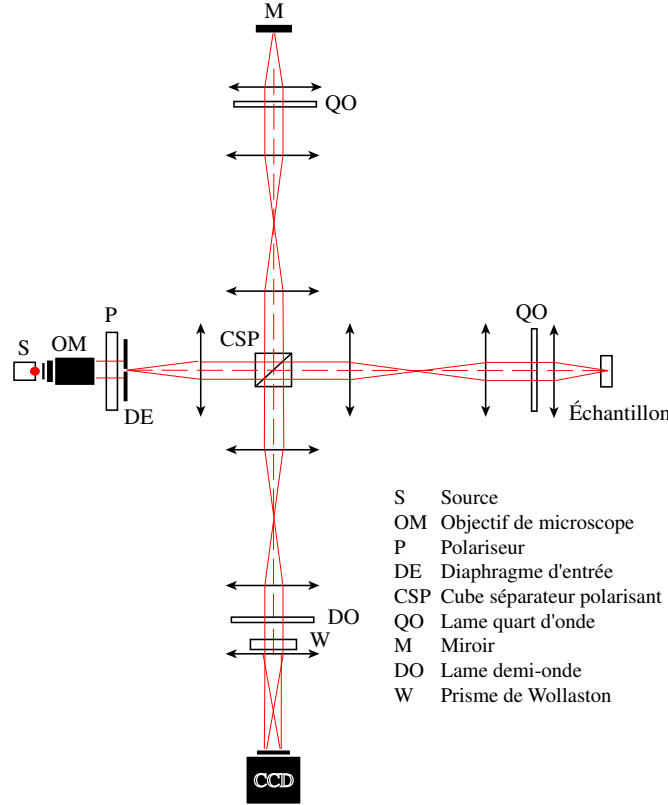


FIG. 2.13 – Schéma d'OCT plein champ avec traitement Wollaston 2-phases simultanées. W représente le prisme de Wollaston. DO la lame demi-onde.

Ainsi, la détection n'est plus limitée par le temps de lecture du détecteur mais bien simplement par son temps d'intégration. Les deux interférogrammes sur le détecteur sont simultanément en opposition de phase et cette opposition relève de propriétés intrinsèques au montage et indépendantes des mouvements. La détection 2-phases est également achromatique.

Les axes du cube séparateur polarisant (horizontal-vertical) sont alignés avec les lignes et colonnes du détecteur matriciel pour la calibration de l'orientation des polarisations et pour la facilité du traitement *a posteriori* de l'information; si l'on choisit de surcroît de décaler horizontalement ou verticalement les deux images sur le détecteur, on peut insérer devant le Wollaston, orienté suivant les axes du cube séparateur polarisant, une lame demi-onde tournée de 22.5° . Cette version est illustrée par la figure 2.13.

Dans la voie d'imagerie parvenant à la caméra, la pupille du montage est conjuguée à la fois dans le prisme de Wollaston et l'objectif de la caméra, dans l'approximation d'éléments infiniment minces. Ainsi, chaque point du champ sur le CCD étant éclairé par l'ensemble de la pupille, les aberrations et les décalages de phase imposés au préalable sont constants dans le champ.

Un tel procédé a déjà été utilisé par *J. Mertz et al* [37] dans une configuration de microscopie XY optique cohérente à balayage transverse. Elle est associée à une microscopie fluorescente deux photons pour laquelle la détection simultanée de I_1 et I_2 se fait à l'aide de photodiodes; mais c'est la première fois que le principe est proposé et éprouvé sur de l'OCT plein champ.

Adaptation 4-phases

La faiblesse du traitement 2-phases est la pondération du terme recherché RI_E par le $\cos^2 \varphi$ dans le résultat. Les trois inconnues que sont I_E , R et φ ne peuvent être discernées à partir de deux mesures, il en faut au moins une supplémentaire. Le traitement 4-phases en permet quatre et simultanées.

Avant de développer l'adaptation 4-phases, on peut revenir ici sur le problème du traitement 2-phases en commençant par souligner une caractéristique de l'OCT en milieu diffusant : la rétrodiffusion dans le tissu peut se faire à différentes profondeurs et le même train d'onde dans l'échantillon peut ainsi interférer avec lui-même, donnant lieu sur le détecteur à une figure d'interférence «granularisée» ou «scintillante», nuisible à la détection recherchée. Le traitement 2-phases, pour chaque pixel, rend au final $RI_E \cos^2 \varphi$, soit un terme susceptible de varier entre 0 et 1 sur l'ensemble du champ, *i.e.* d'être différent d'un pixel à l'autre, devant le terme recherché. Le $\cos^2 \varphi$ est donc lui aussi à l'origine d'une granulation de l'image, empêchant d'estimer correctement RI_E .

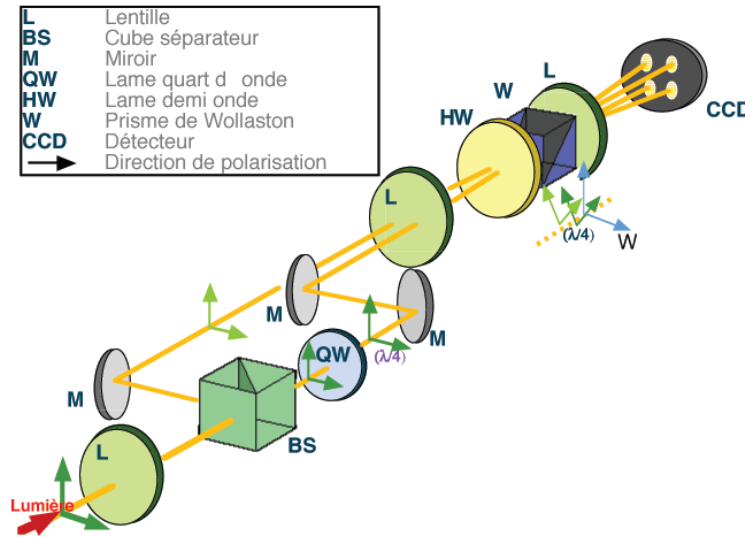


FIG. 2.14 – Schéma de principe du montage Wollaston 4-phases. Illustration du comportement des polarisations rectilignes.

Comme présenté sur la figure 2.14, le faisceau à la sortie du cube polarisant est dédoublé grâce à un cube séparateur, cette fois non polarisant, qui envoie 50% du flux de chaque polarisation dans chacune des deux voies. Dans l'une de ces voies, une polarisation est déphasée de $\lambda/4$ grâce à une lame quart d'onde dont les lignes neutres sont alignées avec les polarisations incidentes. Les deux faisceaux, en amont de la lentille placée avant le Wollaston, sont parallèles mais décalés horizontalement. Le décalage a été choisi pour que les faisceaux se superposent dans le Wollaston, dans un plan pupille, après être passés dans la lame demi-onde orientée à 22.5° des polarisations incidentes. Le même décalage horizontal induit un angle entre les faisceaux dans le plan de propagation sur la lame demi-onde. En ajoutant la séparation verticale obtenue au travers du Wollaston, on obtient sur la caméra quatre interférogrammes simultanés, en quadrature, dont l'expression en termes d'intensité peut être donnée pour chaque pixel du

détecteur par :

$$\begin{aligned}
I_1 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\
I_2 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\
I_3 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2})) \\
I_4 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2}))
\end{aligned} \tag{2.8}$$

soit :

$$\begin{aligned}
I_1 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\
I_2 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \pi)) \\
I_3 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2})) \\
I_4 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \frac{3\pi}{2}))
\end{aligned} \tag{2.9}$$

ce qui permet de parvenir à :

$$\begin{aligned}
I &= (I_1 - I_2)^2 + (I_3 - I_4)^2 = I_R R I_E \\
\varphi &= \arctan\left(\frac{I_3 - I_4}{I_1 - I_2}\right)
\end{aligned} \tag{2.10}$$

De quatre mesures simultanées, on retrouve l'intensité rétrodiffusée par l'échantillon ainsi que son écart de phase à la référence. La figure 2.15 présente le montage de principe de l'OCT plein champ 4-phases avec transport de pupille à usage ophtalmologique.

2.2.6 L'immobilisation de l'œil et le principe de mire active

En imagerie ophtalmologique *in vivo* le positionnement du patient est primordial. On a déjà évoqué les contraintes de stabilité pour justifier le traitement 4-phases en OCT [§2.2.4] auxquelles il faut maintenant ajouter celles induites par l'usage de l'optique adaptative dans le montage.

Pour le champ imagé, en cas de mouvement pendant l'intégration du signal, l'enregistrement d'images successives décalées imposera le repositionnement *a posteriori* des différentes couches en profondeur, source d'erreurs supplémentaires. Le mouvement peut aussi être à l'origine d'un effet de «flou» rédhibitoire pour parvenir à la résolution espérée.

En matière d'optique adaptative, «on comprend aisément que de la précision de maintien en position de l'œil découlera le bon fonctionnement de l'asservissement. Il est nécessaire notamment de conjuguer correctement les différentes pupilles du système pour mesurer exactement la phase en sortie d'œil sur l'analyseur de surfaces d'onde; de plus, un décentrement de la pupille de l'œil par rapport aux autres pupilles entraîne du vignettage, donc une extinction des spots au niveau de certaines sous-pupilles. Cela ajoute du bruit de mesure au système voire rend l'asservissement impossible.[...] Si [en plus] les rayons lumineux ne suivent pas tout à fait le même parcours dans l'œil à chaque itération de la boucle d'asservissement, on augmente les erreurs temporelles.» [4]

La première solution appliquée aux mouvements a d'abord été mécanique : «une mentonnière a été dessinée et construite à l'Observatoire de Paris. Elle permet : de superposer finement l'axe visuel de l'œil avec l'axe optique du système d'optique adaptative, de positionner la pupille

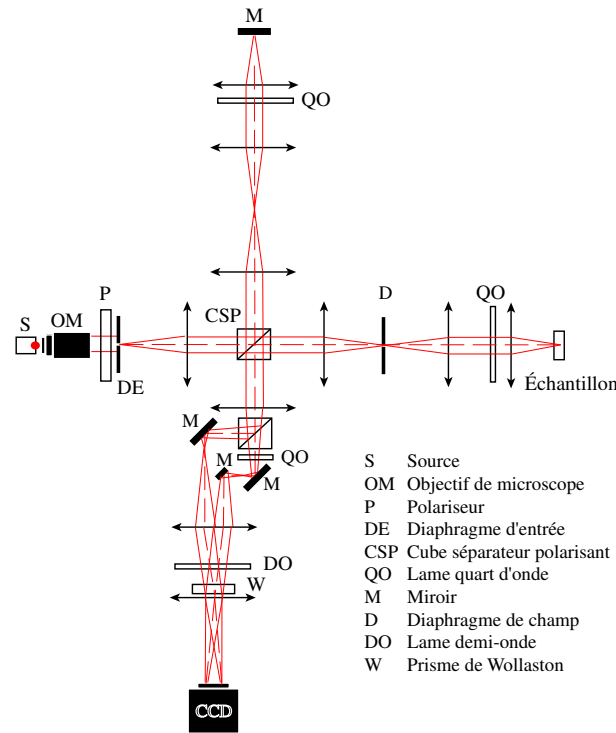


FIG. 2.15 – Schéma d'OCT plein champ avec traitement Wollaston 4-phases simultané. Quatre interférogrammes sont projetés simultanément sur le détecteur matriciel CCD. Un diaphragme de champ supplémentaire dans la voie de l'échantillon permet de filtrer les réflexions parasites.

de l'œil au plus proche du diaphragme qui délimite la pupille d'entrée du montage d'optique adaptative, et de supprimer les degrés de liberté autorisant les mouvements de la tête. Le principe est le suivant : [...] les tempes du patient viennent en appui contre une pièce en résine en forme de «V» [et son menton s'insère dans une mentonnière standard]. Lui procurer trois points de contact éloignés doit théoriquement suffire pour immobiliser la tête.» [4] Un tel système d'immobilisation du patient a été choisi pour permettre un positionnement adapté de la tête en translation (horizontal - vertical). Maintenant, il ne faut pas omettre que les mouvements de rotation de l'œil sont tout aussi destructeurs pour la mesure et qu'ils ne sont pas empêchés par le système de mentonnière. Le choix a donc été fait de corriger de façon découplée ces deux mouvements et d'associer à l'immobilisation mécanique un système offrant un point de fixation visuel au patient.

Dans un tel système, l'adjonction d'un suivi de pupille synchronisé avec la prise d'images du type miroir tip-tilt nous est longtemps apparue coûteuse et difficile à insérer. Aussi, un procédé de visée «bas coût» a-t-il d'abord été développé pour optimiser la fixation du patient, réduire sa fatigue et préciser sa position dans l'espace.

Les enseignements de la littérature sont :

- le maintien de l'immobilité de l'œil sur cible est limité par les microsaccades, les dérives et le tremor et un maintien forcé d'un point de fixation visuel finit par faire disparaître l'image
- la fixation d'une cible est plus précise avec deux yeux qu'avec un

auxquels nous avons ajouté l'idée qu'en suivant une cible localisée en différentes positions, on atténuaient les effets destructeurs sur la fixation du patient de la dérive et qu'ainsi la fixation n'était plus limitée que par les drifts.

Le principe de mire active (Figure 2.16) consiste à demander au patient de suivre du regard

un point lumineux. La position de ce point oscille autour d'un axe formant un angle connu avec l'axe du faisceau imageur. L'angle est choisi de façon à faire correspondre la direction sur l'axe de la mire à la direction du champ ciblé sur la voie imagerie. L'intervalle entre deux positions successives du point lumineux est ajustable et choisi en fonction de sa position correspondante sur la rétine. La fréquence de déplacement, le délai entre l'allumage du point sur l'axe choisi pour l'imagerie et le déclenchement des mesures sont aussi ajustables et adaptés en fonction des individus. La source, la caméra d'imagerie, l'optique adaptative éventuelle et la mire active doivent être synchronisées. Pour les points lumineux, on peut faire usage d'une barrette de LEDs ou de l'écran d'un ordinateur affichant le point aux positions requises.

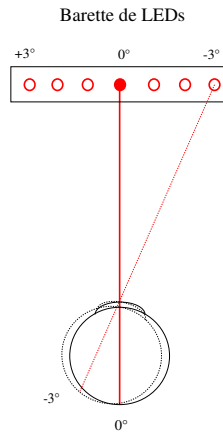


FIG. 2.16 – *Schéma de principe de la mire active : chaque position de LEDs correspond à une excentricité connue sur la rétine. Le montage optique permettant d'assurer les conjugaisons n'est pas représenté sur le schéma. Le décalage entre les deux positions de l'œil est volontairement exagéré.*

Le système a déjà été adapté au montage d'imagerie par optique adaptative représenté sur la figure 2.7. Il consiste en une barrette de 7 LEDs dont les écarts successifs correspondent à environ 1° d'excentricité sur la rétine. Ainsi le champ de 1° imagé peut l'être avec une excentricité de 3° en nasal ou en temporal. Le problème reste cependant l'éblouissement du patient après les flashes destinés à la prise d'images; éblouissement qui finit par lui faire perdre le contact visuel avec les points lumineux de la mire active surtout pour de faibles excentricités. Une solution pourrait venir d'une imagerie dans une gamme de longueurs d'onde invisibles pour le patient ou de l'utilisation complémentaire des deux yeux, c'est-à-dire faire suivre la mire active par les deux yeux pendant que la rétine d'un seul est flashée. Ce ne sont pas les contraintes de suivi de cibles qui fixeront le choix de la longueur d'onde d'imagerie comme on le verra par la suite, mais en fonction du choix, on verra quelles conséquences il aura sur la mire active. Pour l'expérience d'optique adaptative les LEDs utilisées émettent une lumière centrée sur 800 nm avec une largeur de bande de ± 20 nm.

2.2.7 Le principe du couplage entre l'OCT et l'optique adaptative

Position du problème

L'utilisation de l'OCT dans un milieu particulièrement aberrant comme l'œil n'est pas sans poser des problèmes de perte de corrélation entre les PSF revenant respectivement de l'œil et du bras de référence. Suite à la dégradation des PSF au travers de l'œil, la corrélation avec celles du bras de référence diminue et avec elle le contraste et la précision de la mesure interférométrique. En effet, le contraste interférométrique est dépendant de la qualité relative

des fronts d'onde revenant de chaque bras : s'il n'y a aucune aberration différentielle entre les PSF, celles-ci se superposent parfaitement, la quantité d'énergie cohérente est maximale et le contraste est optimal (Figure 2.17).

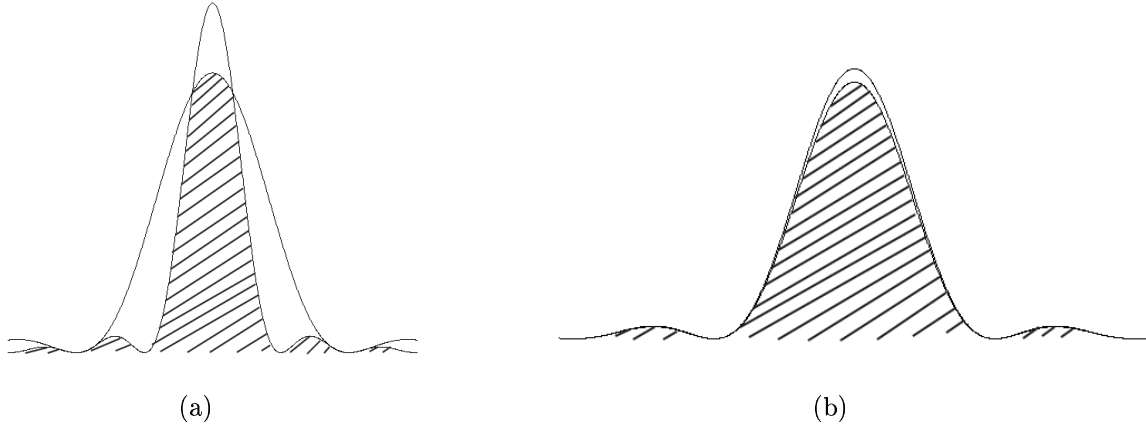


FIG. 2.17 – *La superposition des PSF est optimale si leurs déformations sont identiques. La zone hachurée correspond à l'énergie cohérente. Le contraste interférométrique, proportionnel à l'énergie cohérente, est meilleur dans le cas (b) que dans le cas (a), i.e. quand les aberrations différentielles sont minimales ou quand l'énergie cohérente est maximale, même si les PSF sont plus aberrantes dans le cas (b).*

On peut chercher à décrire plus rigoureusement la dépendance du contraste interférométrique aux aberrations différentielles : pour calculer le contraste sur la superposition de deux PSF au sortir d'un montage OCT, on décide de revenir aux relations qui lient d'une part l'amplitude complexe dans le plan pupille et l'intensité dans le plan image et d'autre part la déformation du front d'onde (WFE ⁶) dans le plan pupille et le rapport de Strehl.

Le cas d'une source ponctuelle

D'après l'approximation de Fraunhofer, l'amplitude complexe A d'une onde dans un plan pupille est liée à l'intensité I dans le plan image, à la position \vec{r} par rapport à l'axe optique, par une transformée de Fourier :

$$I(\vec{r}) = \left| \iint_{\text{Pupille}} A(\vec{u}) e^{-2i\pi\vec{u}\cdot\vec{r}} du dv \right|^2 \quad (2.11)$$

$\vec{r} \begin{vmatrix} x \\ y \end{vmatrix}$ et $\vec{u} \begin{vmatrix} u \\ v \end{vmatrix}$

Sur l'axe optique, cette relation devient :

$$I(\vec{0}) = \left| \iint_{\text{Pupille}} A(\vec{u}) du dv \right|^2 \quad (2.12)$$

6. Wave Front Error

Dans le cas d'un interféromètre, l'amplitude complexe dans la pupille devient la somme des amplitudes complexes des deux faisceaux qui interfèrent, soit avec les mêmes notations que précédemment pour distinguer le bras de référence (R) du bras de mesure contenant l'échantillon (E) :

$$A(\vec{u}) = A_E(\vec{u}) + A_R(\vec{u}) = a_E e^{i\phi_E(\vec{u})} + a_R e^{i(\phi_R(\vec{u}) + \varphi)} \quad (2.13)$$

si l'on suppose que l'amplitude du champ est constante en module sur la pupille, *i.e.* indépendante de u et v , c'est-à-dire si l'on choisit de ne s'intéresser qu'aux effets de phase. Si l'on suppose également que la variation de la phase sur la pupille est décrite pour les deux faisceaux par $\phi_R(\vec{u})$ et $\phi_E(\vec{u})$ avec un déphasage global entre les deux bras égal à φ , indépendamment de la position sur la pupille.

Dans ces conditions, l'expression de l'intensité devient :

$$\begin{aligned} I(\vec{0}) = & a_E^2 \left| \iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_E(\vec{u})} dudv \right|^2 + a_R^2 \left| \iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_R(\vec{u})} dudv \right|^2 \\ & + 2\Re \left(a_E a_R \iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_E(\vec{u})} dudv \iint_{\text{Pupille}} e^{-i(\phi_R(\vec{u}') + \varphi)} du' dv' \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

avec $\Re(x)$ pour désigner la partie réelle de x . Pour la partie imaginaire, on utilisera $\Im(x)$.

Si l'on considère que la répartition des valeurs de la phase se fait à moyenne nulle pour chacun des faisceaux sur la pupille et que la dispersion des valeurs de phase est faible⁷, on peut écrire, si on note S_P la surface de la pupille :

$$\begin{aligned} \iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi(\vec{u})} dudv & \simeq \iint_{\text{Pupille}} \left(1 + i\phi(\vec{u}) - \frac{\phi^2(\vec{u})}{2} \right) dudv \\ & \simeq S_P + iS_P \langle \phi \rangle_{\text{Pupille}} - \frac{S_P \langle \phi^2 \rangle_{\text{Pupille}}}{2} \\ & \simeq S_P \left(1 - \frac{\sigma_\phi^2}{2} \right) \\ & \simeq S_P e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \\ & \simeq \iint_{\text{Pupille}} e^{-i\phi(\vec{u})} dudv \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dans les mêmes conditions, on peut lier l'énergie cohérente* au rapport de Strehl*, SR :

$$SR \simeq e^{-\sigma_\phi^2} \quad (2.16)$$

et revenir au détail du calcul littéral de $I(\vec{0})$:

$$\begin{aligned} & \Re \left(\iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_E(\vec{u})} dudv \iint_{\text{Pupille}} e^{-i(\phi_R(\vec{u}') + \varphi)} du' dv' \right) \\ & = \Re \left(e^{-i\varphi} \iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_E(\vec{u})} dudv \iint_{\text{Pupille}} e^{-i\phi_R(\vec{u}') } du' dv' \right) \\ & = \cos(\varphi) \Re \left(\iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_E(\vec{u})} dudv \iint_{\text{Pupille}} e^{-i\phi_R(\vec{u}') } du' dv' \right) \\ & \quad - \sin(\varphi) \Im \left(\iint_{\text{Pupille}} e^{-i\phi_E(\vec{u})} dudv \iint_{\text{Pupille}} e^{i\phi_R(\vec{u}') } du' dv' \right) \\ & = S_P^2 \cos(\varphi) e^{-\frac{\sigma_{\phi_E}^2}{2}} e^{-\frac{\sigma_{\phi_R}^2}{2}} \end{aligned} \quad (2.17)$$

7. Si on choisit le plan pupille comme le plan d'origine de la mesure de la phase et si on considère que le montage en aval a été choisi pour minimiser les aberrations dans le faisceau, l'hypothèse est justifiée.

dont on peut déduire :

$$I(\vec{0}) = a_E^2 S_P^2 e^{-\sigma_{\phi_E}^2} + a_R^2 S_P^2 e^{-\sigma_{\phi_R}^2} + 2a_E a_R S_P^2 e^{-\frac{\sigma_{\phi_E}^2}{2}} e^{-\frac{\sigma_{\phi_R}^2}{2}} \cos(\varphi) \quad (2.18)$$

$$I(\vec{0}) \simeq I_E(\vec{0}) S R_E + I_R(\vec{0}) S R_R + 2\sqrt{R I_E(\vec{0}) S R_E I_R(\vec{0}) S R_R} \cos(\varphi)$$

Remarque : Dans l'équation 2.18, R a été réintroduit dans le terme interférométrique pour représenter la part de lumière cohérente rétrodiffusée ou réfléchi par l'échantillon, *i.e.* le domaine de validité des interférences. On peut faire apparaître ce terme dès le début, mais il faut alors distinguer pour les intensités le cumul incohérent des photons réfléchis avec des différences de marche supérieures à la longueur de cohérence de celui, cohérent, des photons issus de profondeurs égales à plus ou moins la moitié de la longueur de cohérence autour du plan de contact optique. On reviendra en détail sur ce terme.

D'autre part, dans cette même équation, on fait apparaître le terme de Strehl en le désolidarisant du terme d'intensité mais l'intensité est bien égale à $a_E^2 S_P^2 e^{-\sigma_{\phi_E}^2}$, la notation choisie est à but didactique seulement.

Alors, à partir de la définition du contraste interférométrique C^8 , qui, si on se réfère à l'équation 2.4, prend la forme :

$$C = \frac{2\sqrt{I_R R I_E}}{I_R + I_E} \quad (2.19)$$

on peut définir le contraste des franges obtenu sur le maximum des PSF, donc sur une source ponctuelle, comme suit :

$$C(\vec{0}) = \frac{2\sqrt{I_R(\vec{0}) S R_R I_E(\vec{0}) S R_E}}{I_R(\vec{0}) S R_R + I_E(\vec{0}) S R_E} \quad (2.20)$$

Mais, l'équation 2.18 n'est valide que sur l'axe optique et ne peut être utilisée avec un champ étendu. Les conditions d'optimisation du contraste interférométrique sont données par l'égalisation des intensités dans chaque bras. Si l'on décide que $I_R(\vec{0}) = I_E(\vec{0})$, le contraste devient :

$$C = \frac{2\sqrt{S R_R S R_E}}{S R_R + S R_E} \quad (2.21)$$

que l'on maximise *via* $S R_E = S R_R$.

Cette solution est dégénérée : une infinité de répartitions des aberrations dans chaque bras permet de parvenir au même rapport de Strehl. Parmi ces solutions, une seule équivaut à un Strehl différentiel égal à un, *i.e.* à des aberrations différentielles entre les deux bras nulles, et avec cette formule on peut obtenir un contraste interférométrique proche de 1 même si les aberrations dans chaque bras sont très différentes. En pratique, pour améliorer le contraste en dépit de mauvais rapports de Strehl, il suffit d'augmenter le flux lumineux. Bien sûr dans le cas de l'œil, cette solution est toute théorique puisque l'éclairement de la rétine est limité [§2.3].

Le cas d'une source étendue

Dans le cas d'une source étendue et spatialement incohérente, l'intensité sur l'axe est égale à la somme des intensités des différents points de la source qui participent à l'éclairement de l'axe dans le plan image. Pour simplifier le détail du calcul, on suppose qu'aberrations, intensité et différence de marche, *i.e.* différence de phase, varient peu dans le champ, au moins dans le champ couvert par une PSF (image d'un point source). Si on se ramène alors au cas de

8. ce que l'on appelle contraste correspond en fait au facteur de visibilité défini par Michelson comme $\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$

la source ponctuelle en appelant désormais PSF ce que l'on nommait intensité, on parvient à :

$$PSF(\vec{r}) = \left| \iint_{\text{Pupille}} A(\vec{u}) e^{-2i\pi\vec{u}\cdot\vec{r}} d\vec{u} \right|^2 \quad (2.22)$$

et l'expression de l'intensité sur l'axe devient alors :

$$I(\vec{0}) = \iint_{\text{Champ}} PSF(\vec{r}, \vec{0}) d\vec{r} \quad (2.23)$$

avec $PSF(a, b)$ la contribution en b de la PSF centrée en a . Dans les conditions du calcul, on peut même se permettre d'écrire :

$$I(\vec{0}) = \iint_{\text{Champ}} PSF(\vec{r}, \vec{0}) d\vec{r} = \iint_{\text{Champ}} PSF(\vec{0}, -\vec{r}) d\vec{r} = \iint_{\text{Champ}} PSF(\vec{0}, \vec{r}) d\vec{r} \quad (2.24)$$

Si maintenant on évoque le théorème de Parseval qui s'énonce comme :

$$\int |f(x)|^2 dx = \int |\tilde{f}(\nu)|^2 d\nu \quad (2.25)$$

avec \tilde{f} qui est la transformée de Fourier de f , on peut écrire :

$$\iint_{\text{Champ}} PSF(\vec{0}, \vec{r}) d\vec{r} = \iint_{\text{Pupille}} |A(\vec{u})|^2 d\vec{u} \quad (2.26)$$

ce qui revient à dire que l'intégrale de l'énergie dans le plan image, ici le champ, est égale à l'intégrale de l'énergie dans le plan pupille, autrement dit que l'énergie se conserve.

A partir de l'équation 2.13, on peut écrire :

$$\begin{aligned} I(\vec{0}) &= \iint_{\text{Pupille}} |A(\vec{u})|^2 d\vec{u} \\ I(\vec{0}) &= \iint_{\text{Pupille}} |A_E(\vec{u})|^2 d\vec{u} + \iint_{\text{Pupille}} |A_R(\vec{u})|^2 d\vec{u} + 2\Re \left(\iint_{\text{Pupille}} A_E A_R^* d\vec{u} \right) \\ I(\vec{0}) &= \iint_{\text{Pupille}} a_E^2 + a_R^2 + 2a_E a_R \Re(e^{i(\phi_E(\vec{u}) - \phi_R(\vec{u}) - \varphi)}) d\vec{u} \\ I(\vec{0}) &= a_E^2 S_P + a_R^2 S_P + 2a_E a_R \cos(\varphi) S_P e^{-\frac{\sigma_{\Delta\phi}^2}{2}} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Si en plus on remarque que le théorème de Parseval permet d'écrire :

$$\iint_{\text{Pupille}} |A_E(\vec{u})|^2 d\vec{u} = a_E^2 S_P = I_E \quad (2.28)$$

on en déduit :

$$I(\vec{0}) = I_E(\vec{0}) + I_R(\vec{0}) + 2\sqrt{I_E I_R S_{R\text{Diff}}} \quad (2.29)$$

avec $S_{R\text{Diff}}$ qui décrit le rapport de Strehl ne dépendant que des aberrations différentielles entre les deux bras de l'interféromètre. Cette équation 2.29 est valable sur l'axe optique parce qu'on a choisi $\vec{r} = \vec{0}$ sur cet axe. En choisissant d'autres référentiels centrés sur le point du champ pour lequel on veut exprimer l'intensité, on parvient à la même expression et l'équation 2.29 peut donc être appliquée pour tout \vec{r} :

$$I(\vec{r}) = I_E(\vec{r}) + I_R(\vec{r}) + 2\sqrt{I_E(\vec{r}) I_R(\vec{r}) S_{R\text{Diff}}} \quad (2.30)$$

Dans ces conditions, si on réintroduit le facteur R , le contraste interférométrique prend la forme pour tous les points d'un champ étendu :

$$C = \frac{2\sqrt{I_R R I_E S R_{\text{Diff}}}}{I_R + I_E} \quad (2.31)$$

ce qui ne le rend dépendant que des aberrations différentielles comme illustré sur la figure 2.17. Dans le cas où les intensités de retour de chaque bras sont égalisées, le contraste est égal à la racine carrée du Strehl différentiel :

$$C = \sqrt{S R_{\text{Diff}}} \quad (2.32)$$

dans le cas, on le rappelle, où aberrations, intensités et différences de marche sont constantes sur une surface au moins égale à celle d'une PSF. On a également supposé que la phase était mesurée par rapport à un plan de référence correspondant à la pupille, que sa variance sur la pupille était petite et à moyenne nulle et enfin que les aberrations différentielles étaient faibles.

Au sortir de cette étude, on constate que l'OCT point à point et l'OCT plein champ se distinguent par la dépendance du contraste aux aberrations du montage : l'OCT point à point peut atteindre un contraste proche de 1 en dépit de fortes aberrations en augmentant l'éclairement alors que l'OCT plein champ n'atteindra cette performance qu'à la condition d'un faible rapport de Strehl différentiel, mais l'OCT point à point n'est pas si idéale que la source ponctuelle et pour limiter la chute de Strehl, les systèmes point à point limitent le diamètre du faisceau donc sacrifient la résolution à la sensibilité.

Position du problème en OCT ophtalmologique plein champ

Pour décrire la situation d'interférences entre un œil et un miroir de référence, on choisit d'exprimer la part d'énergie cohérente* en fonction de ses origines dans le montage :

$$\begin{aligned} e^{-\sigma_{\phi_R}^2} &\simeq S R_R \simeq e_{\text{entrée}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{référence-aller}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{référence-retour}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{sortie}}^{-\sigma_{\phi}^2} \\ e^{-\sigma_{\phi_E}^2} &\simeq S R_E \simeq e_{\text{entrée}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{échantillon-aller}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{œil-aller}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{œil-retour}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{échantillon-retour}}^{-\sigma_{\phi}^2} \times e_{\text{sortie}}^{-\sigma_{\phi}^2} \end{aligned} \quad (2.33)$$

équations qui font l'approximation de décorrélérer les aberrations entre le trajet aller et retour, ce qui n'est pas le cas réellement puisque celles-ci s'additionnent algébriquement si la réflexion est spéculaire et se compensent ou non en fonction de leur parité.

Dans le cas idéal où les aberrations statiques du montage sont égales et négligeables dans chacun des bras, où les intensités sont égales, le contraste interférométrique C a l'allure suivante :

$$C \simeq \sqrt{e^{-\sigma_{\text{œil-aller/retour}}^2}} \quad (2.34)$$

et à partir de cette équation, peut être illustrée la dépendance du contraste interférométrique à la valeur des aberrations de l'œil (Figure 2.18).

Des mesures d'aberrations d'yeux humains effectués par la société *Imagine Eyes* grâce à un analyseur de front d'onde type Hartmann tendent à montrer qu'un œil aussi emmétrope soit-il présente des aberrations supérieures à $0.25 \mu\text{m rms}$ à 780 nm , soit un contraste interférométrique envisageable de l'ordre de 10%. Un œil emmétrope davantage dans la moyenne de la population présentera des aberrations de l'ordre de $0.4 \mu\text{m rms}$ à la même longueur d'onde, soit un contraste interférométrique maximum de 0.5%. Maintenant, si on se reporte aux résultats obtenus en imagerie avec optique adaptative [5], la correction des aberrations sur un œil emmétrope mène à un rapport de Strehl de 0.4 ($\sigma_{\phi} = 0.9 \text{ rad rms}$ à 550 nm) soit un contraste maximal envisageable de 63%.

Dans ces conditions, on réalise que sans correction des aberrations de l'œil, aucune mesure interférométrique efficace n'est envisageable, d'autant plus que la nécessité, évoquée précédemment, de dilater la pupille du patient implique une dégradation supplémentaire du front d'onde par rapport à l'étude menée par *Imagine Eyes*.

On pourrait se dire que pour obtenir un meilleur contraste il suffirait de mettre un élément dans le bras de référence aussi aberrant que l'œil; mais ce serait sans compter sur nos

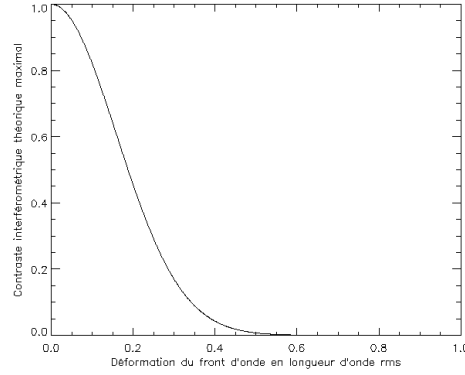


FIG. 2.18 – Valeur théorique du contraste interférentiel en ne considérant que les aberrations provenant de l'œil. En abscisse la déformation du front d'onde en sous-multiples de la longueur d'onde rms

exigences de résolution latérale : le fait que l'image d'un point de la source soit étalée sur la rétine et que l'image de ce point sur la caméra soit à nouveau dégradée par le trajet retour au travers de l'œil et par les aberrations statiques du montage, mène à une perte de résolution latérale et de contraste sur l'image. Les PSF sur le détecteur matriciel sont étalées de sorte que leur largeur à mi-hauteur est supérieure à la limite de diffraction théorique de $\frac{f\lambda}{D}$. Le système perd en résolution latérale et le champ n'est plus nécessairement uniforme. De la même façon, l'étalement relatif des PSF – par rapport au bras de référence – sur la rétine puis sur le détecteur va réduire la quantité d'énergie cohérente par pixel et nuire à la mesure interférométrique en termes de sensibilité.

Enfin, l'utilisation de l'OCT à différentes profondeurs dans la rétine, guidée par le chemin optique dans le bras de référence, implique une utilisation de l'interférométrie dans différents plans de l'œil. Dans ce cas, la décorrélation entre les deux bras n'est pas sans poser problème : dans l'œil, un seul plan correspond à une défocalisation minimale; si celui-ci n'est pas conjugué avec le plan de différence de marche nulle du bras de référence, la défocalisation peut être considérée comme une aberration différentielle supplémentaire qui entraîne, encore une fois, une perte de résolution latérale, de sensibilité et de contraste pour la mesure interférométrique.

L'adjonction d'un système correctif à l'imagerie OCT apparaît donc indispensable pour :

- réduire les aberrations différentielles, c'est-à-dire compenser les déformations du front d'onde dans l'œil
- rétablir la résolution latérale de l'imagerie
- conjuguer au mieux les plans de la source, de la rétine, de la référence et du détecteur.

Positionnement de l'optique adaptative par rapport à l'OCT

Dans l'idée de corriger 1 – le front d'onde pénétrant l'œil pour faire l'image d'un point de la source sur la rétine au plus proche de la limite de diffraction de l'œil dilaté et 2 – le front d'onde ressortant de l'œil pour faire l'image des points sources secondaires de la rétine sur la caméra au plus proche de la limite de diffraction du montage imageur, le système d'optique adaptative est entièrement inséré dans le bras de l'échantillon de façon à assurer une correction sur le front d'onde aller-retour. Le schéma de principe du couplage est présenté sur la figure 2.19.

On fait de la source de référence de l'analyseur de front d'onde, que l'on a choisie ponctuelle, une image sur la rétine. Celle-ci est rétrodiffusée par l'œil jusqu'à l'analyseur de front d'onde, lui-même placé au plus près de l'entrée du bras échantillon, *i.e.* au plus loin de l'œil.

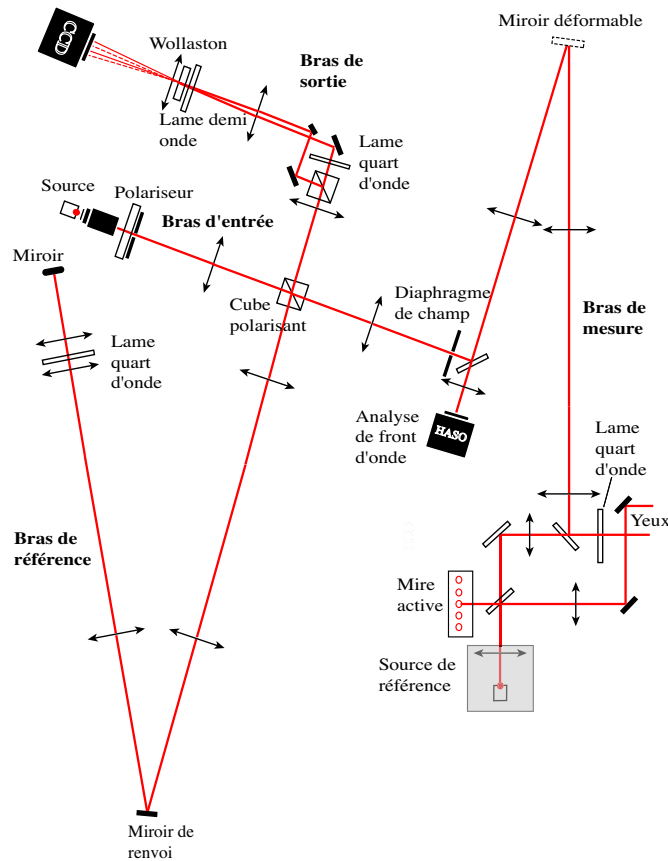


FIG. 2.19 – Schéma du principe de l'association entre l' OCT et l'optique adaptative couplé au principe de mire active

Il procède ainsi à l'analyse de la déformation du front d'onde provoquée par l'échantillon et le maximum d'optiques du bras. Le miroir déformable reprend la pupille de l'œil sur laquelle il procède aux corrections dictées par le calculateur dépendant de l'analyse du front d'onde. Cette dernière, dans le HASO, est faite à partir de l'image de la source de référence faite sur la rétine. Cette image n'est pas ponctuelle et représente une source secondaire, *i.e.* la source de référence pour l'analyse. L'analyse étant faite à partir de cette source secondaire, elle comptabilise les aberrations depuis la rétine jusqu'à la matrice de micro-lentilles, elle a « oublié » ce qui s'est passé entre la source de référence de l'analyseur et la rétine. Dans ces conditions, si l'on fait l'hypothèse que les aberrations induites par l'œil sont les mêmes que le faisceau entre ou sorte du globe, on parvient à une correction aller-retour pour l'imagerie.

Le front d'onde issu de la source d'imagerie est d'abord pré-corrigé par le miroir déformable de l'effet des optiques placées entre l'œil et le HASO et du trajet rétine-pupille dans l'œil. Ainsi, les points de la source sont au mieux conjugués avec leur image sur la rétine. Le faisceau rétrodiffusé par la rétine est de nouveau corrigé par le miroir déformable, assurant cette fois la conjugaison des points de la source secondaire sur la rétine avec leur image sur le détecteur. Cette correction dynamique aller-retour permet ainsi de préserver la conjugaison des plans de la source, de la rétine, de la référence et du détecteur en temps réel. Dans le même temps, elle permet à la résolution latérale effective de tendre vers sa valeur théorique et ainsi d'assurer un meilleur contraste à la mesure interférométrique.

Pour faire des images à différentes profondeurs dans le tissu, on a vu qu'il fallait ajuster la longueur du bras de référence. Le plan de différence de marche nulle n'est alors plus celui de meilleure focalisation du faisceau. Pour compenser cet effet, lors d'un changement de longueur

du bras de référence, une information de défocalisation logicielle est envoyée au miroir déformable : la conjugaison des champs entre le bras de référence et l'œil est conservée à différence de marche nulle, tout comme celle des pupilles entre l'œil et l'analyseur de surface d'onde.

En toute logique on devrait également synchroniser le déplacement en z de la source de référence du HASO afin que l'information livrée au Shack-Hartmann corresponde au plan sélectionné. En fait, comme elle ne crée pas de source secondaire ponctuelle sur la rétine, sa défocalisation est négligeable sur l'analyse du fait de l'étalement dont l'effet domine.

En plaçant la source de référence du HASO au plus près de celui-ci, on pourrait faire une source «plus» ponctuelle sur la rétine afin d'optimiser le traitement de l'analyseur en termes de flux et d'échantillonnage du front d'onde; malheureusement, cette situation parviendrait immanquablement à un miroir en butée au bout de quelques itérations. En effet, dans ces conditions, la source de référence ne peut être parfaitement conjuguée avec le système et l'analyseur, si bien que le Shack-Hartmann révélera toujours du tilt dans le front d'onde analysé. Comme la correction de ce tilt ne peut pas être parfaite, toutes les aberrations mesurées seront alors «polluées», tout comme la commande de correction qui en résultera. Cette compensation biaisée et jamais corrigée sera réitérée, augmentant l'effet du tilt sur les aberrations jusqu'à ce que le miroir parvienne en butée, au moins sur quelques actuateurs. Le principe d'optique adaptative est instable dans cette configuration.

Ici, la source d'imagerie profite des corrections du miroir déformable sur son trajet aller jusqu'à l'œil. Chaque point de la source fait donc une image proche de la limite de diffraction sur la rétine qui devient source secondaire émettant un faisceau à nouveau corrigé par le miroir pour faire une image proche de la diffraction sur le détecteur. La cohérence des fronts d'onde dans le cube ou dans le Wollaston est optimisée donc la résolution spatiale, le contraste et la sensibilité de la mesure interférométrique.

2.3 Les contraintes liées à ces solutions

2.3.1 Les normes de sécurité oculaire [3]

L'éclairement direct de l'œil doit répondre à des règles de sécurité strictes afin de prévenir tout risque d'endommagement de ses éléments (tissus, cornée, cristallin). Les risques peuvent s'énoncer en deux catégories :

- l'échauffement : trop de rayonnement brûle les tissus
- les réactions photochimiques : les courtes longueurs d'onde en particulier causent une oxydation photochimique et les sous-produits de cette oxydation sont toxiques pour la rétine.

Le seuil de dommage pour les longueurs d'onde du visible est assez élevé et la lumière visible susceptible de créer des dégâts est d'abord désagréable avant d'être dangereuse. Cependant, dans le cas de rayonnements hautement énergétiques, le réflexe de fermeture des paupières – réflexe palpébral dont le temps de latence est de l'ordre du quart de seconde – est trop lent pour protéger les tissus. Dans le cas de longueurs d'onde invisibles, le risque de dommage est accru puisque le réflexe palpébral est inexistant, faute de pouvoir détecter la lumière.

Un rayonnement direct ou même réfléchi peut endommager définitivement l'œil. Les effets sur les éléments oculaires diffèrent en fonction de la longueur d'onde : la lumière visible et le proche infrarouge (400-1400 nm) sont essentiellement dangereux pour la rétine sur laquelle ils peuvent provoquer un scotome ou tâche aveugle alors que l'ultraviolet et l'infrarouge lointain sont absorbés par le segment antérieur et sont susceptibles d'endommager la cornée et/ou le cristallin. La gravité des lésions dépend du niveau d'éclairement, du temps d'exposition et de la taille du faisceau.

Dans le cas d'un éclairage laser, l'éventuelle formation de tavelures dans le cas d'une source étendue peut causer d'importantes variations d'éclairement de la rétine et les limites de sécurité doivent être corrigées par rapport à un rayonnement incohérent. De plus, la monochromaticité des lasers optimise la quantité d'énergie dans une bande très étroite. Les réactions photochimiques se faisant à une longueur d'onde donnée, la source la plus dangereuse en la

matière est donc laser. En ophtalmologie, la chromaticité de l'œil entraîne une focalisation dans différents plans de la rétine pour une source large bande. Avec un laser, ce n'est pas le cas, toute l'énergie est focalisée à la même profondeur et les risques d'échauffement sont accrus. Pour le cas du rayonnement laser, la France par l'intermédiaire d'AFNOR et les USA grâce à ANSI, ont publié des normes de sécurité oculaire. Ces deux normes sont identiques mais ne concernent que le rayonnement laser; en matière de lumière blanche, leur positionnement est de se contenter de recommandations vis-à-vis de la sécurité. En conséquence, la sécurité oculaire est ici calculée en fonction des normes laser même si les sources utilisées ne sont pas cohérentes.

Les deux normes se basent sur le même critère, l'*Exposition Maximale Permise* (MPE). Les niveaux de MPE sont fonction de la longueur d'onde laser, du temps d'exposition et de la cadence de répétition de l'éclairement dans le cas d'un laser impulsif. La MPE est habituellement exprimée en termes d'exposition cornéenne. La norme américaine ANSI Z-136.1 définit les niveaux de MPE pour des longueurs d'onde spécifiques et des temps d'exposition donnés. En général, plus la longueur d'onde est grande, plus la MPE est élevée et plus le temps d'exposition est long, plus la MPE est faible.

Flux reçu de la source d'analyse de l'optique adaptative

Dans le système d'imagerie à partir d'optique adaptative simple évoqué précédemment [§2.2.2], la source de référence de l'analyseur de front d'onde est une diode super radiante (Hamamatsu SLD 8414-04). Sa largeur spectrale à mi-hauteur est de 15 nm autour d'une longueur d'onde centrale de 830 nm, ce qui en fait une source faiblement cohérente ($L_c \simeq 46 \mu m$). Cette SLD ayant déjà démontré son efficacité au sein d'un système d'optique adaptative [5], elle ne fait pas l'objet d'une étude particulière, on se contentera d'évoquer ses caractéristiques sans les mettre en regard d'autres sources. Ne connaissant ni la taille de la zone émissive de la source, ni la répartition *a priori* des aberrations dans les yeux des patients, le cas le plus limitant en matière de sécurité consiste à choisir une source et une focalisation ponctuelles au travers d'une pupille de 7 mm. Vient alors :

$$MPE = 1.8 \times Ca \times t^{3/4} \times 10^{-3} J.cm^{-2} \quad (2.35)$$

avec $Ca = 10^{(2(\lambda-0.7))}$ (le facteur correctif à 830 nm) et une surface de pupille de $0.385 cm^2$. Soit pour un éclairage prolongé, typiquement 5 minutes, un éclairage de la cornée autorisé de 0.09 J et une puissance incidente sur l'œil autorisée de $300 \mu W$. L'éclairage prolongé est évoqué parce que la source de référence de l'optique adaptative éclaire l'œil de façon continue et que soit pour fermer la boucle adaptative, soit pour prendre plusieurs séries d'images, quelques minutes sont nécessaires.

La caméra d'analyse utilisée pour l'expérience d'optique adaptative est à fort flux limitée par le bruit de photon. On a donc eu intérêt à se placer près de la saturation du détecteur pour optimiser le rapport signal sur bruit. En choisissant $30 \mu W$ de flux devant l'œil, soit un facteur dix sous les normes de sécurité, l'expérience montre que l'on obtient des images au travers des microlentilles proches de la saturation pour la caméra d'analyse (Dalsa CA-D1-128A) et que cette valeur de flux est confortable pour le patient. Dans l'expérience de couplage OCT-OA, l'analyse et la correction du front d'onde ont été confiées à la société *Imagine Eyes*. La source de référence de l'optique adaptative dont fera usage ce système restera la SLD ci-dessus évoquée ce qui ne sera pas le cas pour la caméra d'analyse.

Flux reçu de la source d'imagerie du système couplé OCT-OA

L'imagerie OA [5] fonctionne avec une exposition de l'œil de 7 ms toutes les 150 ms. La source d'imagerie est alors considérée pour les normes comme pulsée. En fait, ce n'est pas la source elle-même qui est pulsée, elle est utilisée en régime continu, mais des shutters de sécurité, fermés en dehors des 7 ms d'exposition, qui permettent de la considérer comme telle. Ce mode d'éclairage ne sera pas modifié pour le système couplé pour lequel il constitue même une contrainte. Dans une telle situation, on se réfère alors à la norme ANSI Z136 qui propose

de choisir parmi deux façons de calculer la MPE les conditions d'éclairement les plus restrictives.

1. «pour prévenir les blessures d'origine thermique résultant de l'accumulation de pulses individuellement sous la limite dangereuse, la MPE par pulse est limitée à la valeur MPE d'un pulse individuel corrigé du facteur de multiplication des pulses, C_p . $C_p = n^{-1/4}$ avec n le nombre de pulses pendant le temps d'exposition T_{max} »⁹. «Pour des longueurs d'onde entre 0.4 et 0.7 μm , le temps de réponse du réflexe palpébral, 0.25 s, peut être utilisé pour le temps d'exposition T_{max} à moins qu'une fixation intentionnelle du faisceau soit voulue ou anticipée («intended or anticipated»). Pour des longueurs d'onde plus grandes que 0.7 μm , 10 s pourront être utilisées pour la durée d'exposition à moins qu'une fixation intentionnelle du faisceau soit voulue ou anticipée».

La définition du facteur T_{max} prête alors à interprétation : soit l'on considère que le sujet est libre de cligner de l'œil quand il le désire pendant la prise d'images et $T_{max} = 250\ ms$ ou 10 s, soit on évoque que le patient est conditionné pour fixer le faisceau imageur et T_{max} est alors égal à la durée d'exposition totale soit typiquement le temps nécessaire à la prise d'une série d'images, *i.e* une série de flashes. Dans les premiers calculs de sécurité oculaire, destinés à l'imagerie par optique adaptative [5], les images n'étaient pas encore organisées en série et T_{max} a été choisi en fonction du réflexe palpébral dans la gamme de longueurs d'onde adaptée, ici visible. Pendant la prise d'images, le patient était prévenu du risque et maintenu vigilant quant à son éblouissement. Aujourd'hui, les images ont été organisées par série de 10, chaque image séparée de 150 ms, et pendant 1.5 s le patient maintient son œil au mieux ouvert, «contrariant» son réflexe palpébral. Dans ces conditions, $T_{max} = 1.5\ s$ et T_{max} définit bien ainsi le temps d'exposition maximal.

Entre la partie visible du spectre et le proche infrarouge, la MPE diffère du facteur de correction évoqué au-dessus, C_a . La MPE n'est alors dépendante de la longueur d'onde qu'au delà de 0.7 μm .

La source est étendue puisqu'on fait l'image d'un champ sur l'œil. La MPE doit donc aussi être corrigée d'un facteur $C_e = \alpha/\alpha_{min}$, avec α la valeur du champ imagé. La valeur de α_{min} est donnée égale à 1.5 mrad par les normes pour un temps d'exposition inférieur à 0.7 s.

Dans ces conditions, la valeur de la MPE prend la forme suivante dans le proche infrarouge :

$$MPE(IR) = 1.8 \times C_a \times C_p \times C_e \times t^{3/4} \times 10^{-3} \ J.cm^{-2} \quad (2.36)$$

et dans le visible :

$$MPE(Visible) = 1.8 \times C_p \times C_e \times t^{3/4} \times 10^{-3} \ J.cm^{-2} \quad (2.37)$$

Cette valeur de MPE multipliée par l'aire de la pupille donne l'énergie maximale autorisée pour un pulse de durée t au sein d'une série de n flashes. La puissance de la source correspondante est alors égale à $MPE \times S_{Pupille}/t$.

2. «pour prévenir les blessures thermiques résultant de l'accumulation de chaleur pendant le train de pulses et les blessures photochimiques en résultant, la MPE par pulse est limitée à la MPE applicable à une émission continue de durée T_{max} divisée par n , le nombre de pulses pendant T_{max} »¹⁰. Soit dans le proche infrarouge :

$$MPE(IR) = 1.8 \times C_a \times C_e \times T_{max}^{3/4} \times 10^{-3}/n \ J.cm^{-2} \quad (2.38)$$

et dans le visible :

$$MPE(Visible) = 1.8 \times C_e \times T_{max}^{3/4} \times 10^{-3}/n \ J.cm^{-2} \quad (2.39)$$

Pour obtenir la puissance de la source correspondante, après la multiplication par l'aire de la pupille, on divise cette fois par T_{max} . On obtient alors une puissance moyenne par pulse, la moyenne ayant été faite sur une durée T_{max} .

9. Traduction de la norme ANSI Z136

10. Traduction de la norme ANSI Z136

Si on décide d'exprimer les deux restrictions en termes de puissance, qui nous seront plus utiles pour le choix de la source, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 P_{max1}(\text{IR}) &= 1.8 \times C_a \times C_p \times C_e \times t^{3/4} \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 / t \\
 P_{max1}(\text{Visible}) &= 1.8 \times C_p \times C_e \times t^{3/4} \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 / t \\
 P_{max2}(\text{IR}) &= 1.8 \times C_a \times C_e \times T_{max}^{3/4} \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 / (n \times T_{max}) \\
 P_{max2}(\text{Visible}) &= 1.8 \times C_e \times T_{max}^{3/4} \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 / (n \times T_{max})
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

Si de surcroît on retient que $T_{max} = n \times \Delta t$, avec Δt la durée entre deux images successives, alors :

$$\begin{aligned}
 P_{max1}(\text{IR}) &= 1.8 \times C_a \times C_e \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 \times t^{-1/4} \times n^{-1/4} \\
 P_{max1}(\text{Visible}) &= 1.8 \times C_e \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 \times t^{-1/4} \times n^{-1/4}
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

$$\begin{aligned}
 P_{max2}(\text{IR}) &= 1.8 \times C_a \times C_e \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 \times \Delta t^{-1/4} \times n^{-5/4} \\
 P_{max2}(\text{Visible}) &= 1.8 \times C_e \times 10^{-3} \times \pi \times r_{pupille}^2 \times \Delta t^{-1/4} \times n^{-5/4}
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

Ces deux séries d'équations semblent mettre l'accent, pour l'une, sur la tolérance en fonction de la durée d'un flash, pour l'autre, sur la tolérance en fonction de la fréquence des flashes. En effet l'énergie d'un flash doit être limitée en fonction du nombre de fois où celui-ci est répété. Le tissu après un flash n'évacue pas instantanément son énergie, l'accumulation des flashes limite donc la tolérance pour l'énergie d'un flash unique et vice versa. Logiquement, la méthode propose de choisir la valeur la plus restrictive parmi les deux énoncées.

Avec la définition choisie pour T_{max} , la puissance P_{max1} ne dépend plus de la durée entre les flashes. La figure 2.20 illustre la variation de la puissance maximale de la source autorisée en fonction de la longueur d'onde. À gauche P_{max1} et à droite P_{max2} . La solution la plus restrictive est pour P_{max2} pour laquelle on illustre la variation de la puissance en fonction de la durée entre les flashes de 50 ms à 300 ms.

Remarque : P_{max2} croît quand Δt diminue alors que l'énergie permise, elle, diminue comme on s'y attend : le calcul de la MPE dans ce cas implique une moyenne sur $T_{max} = n\Delta t$ et le passage à P_{max2} une division par T_{max} . La MPE calculée est la quantité d'énergie permise sur l'œil pendant T_{max} qui divisée par n évoque l'énergie moyenne d'un pulse. Quand Δt diminue, cette énergie est à fournir en un temps plus court, la puissance P_{max2} augmente. Dans l'énoncé de la deuxième norme, la notion de MPE par pulse est abusive ou prête à confusion.

Pour une source d'imagerie centrée sur 550 nm comme dans l'expérience d'optique adaptative [5], la valeur limitante de la puissance est de 730 μW avec une image toutes les 150 ms. À 770 nm, de 1 mW.

On rappelle que ces normes ont été établies pour de la lumière cohérente laser dont les éventuels effets de tavelures peuvent provoquer des variations d'intensité destructrices et que sa monochromaticité autorise à considérer comme une limite supérieure en matière de répartition d'énergie par rapport aux autres sources lumineuses. En positionnant nos critères de tolérance par rapport aux normes laser, on définit une véritable borne de sécurité pour nos études ophtalmologiques. Les dommages sur le tissu rétinien que pourrait provoquer notre système sont encore inconnus puisque aucun appareil n'est encore en mesure d'imager un grand champ *in vivo* à l'échelle cellulaire et ainsi constater en temps réel les éventuelles réactions ophtalmiques. Les règles établies pour le laser, dont on a déjà largement étudié les effets destructeurs sur le vivant en les extrapolant probablement pour l'œil, constituent donc un «pire lumineux» qu'une autre illumination ne pourra pas atteindre. On se prévaut ainsi au mieux des incidents et la valeur donnée par les normes laser à l'éclairement maximal peut être atteinte sans danger avec une source incohérente.

Pour compléter l'étude, on peut illustrer la variation du nombre de photons en fonction des mêmes paramètres (Figure 2.21). Valeurs qui seront utiles pour le calcul du rapport signal à bruit de l'image et donc les choix techniques à venir.

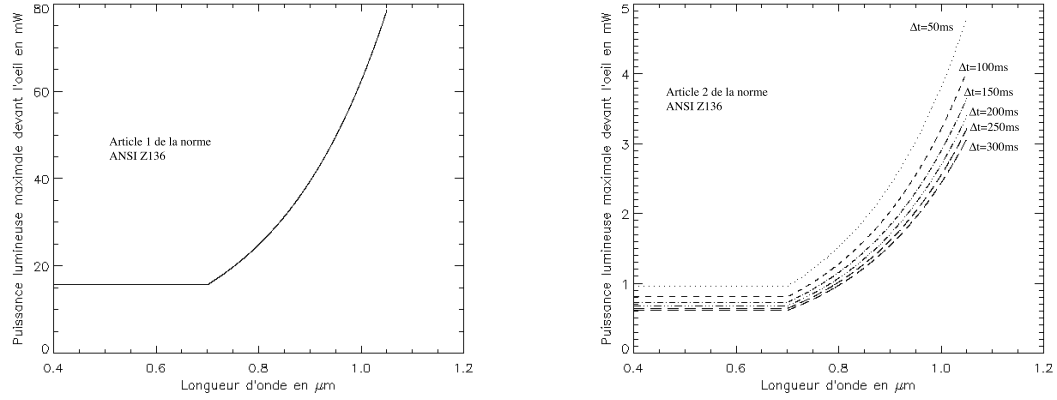


FIG. 2.20 – *A gauche, variation de la puissance de la source devant l'œil en fonction de la longueur d'onde indépendamment de la durée entre deux images successives établie à partir du premier article de la norme ANSI Z136. A droite, variation de la puissance de la source devant l'œil en fonction de la longueur d'onde et de la durée entre deux images établie à partir du second article de la norme qui est le plus limitant. Pour les deux courbes, le calcul est fait pour un temps de pose de 7 ms, un champ de 1° et un temps d'exposition maximal déterminé en fonction du nombre de flashes d'une série pendant laquelle le patient maintient l'œil ouvert (10 flashes).*

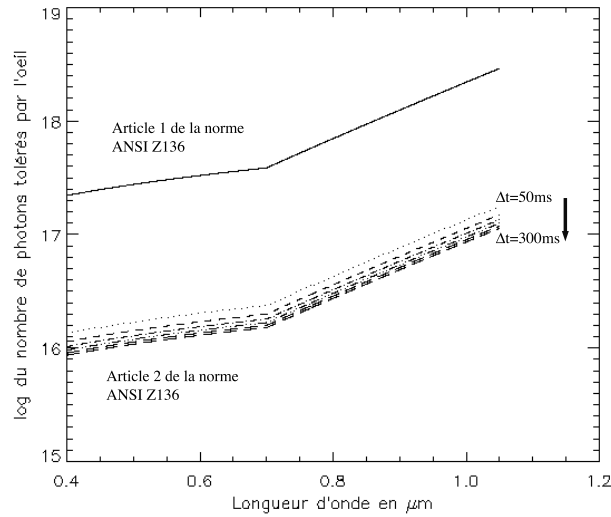


FIG. 2.21 – *Variation du nombre de photons sur l'œil autorisés par la norme ANSI Z136 en fonction de la longueur d'onde d'éclairement et de la durée entre deux images successives. Les valeurs les plus limitantes sont données par le deuxième article de la norme. Le calcul est fait pour un temps de pose de 7 ms, un champ de 1° et un temps d'exposition maximal déterminé en fonction du nombre de flashes d'une série pendant laquelle le patient maintient l'œil ouvert (10 flashes).*

2.3.2 L'estimation du rapport signal sur bruit (SNR)

Les équations 2.8, 2.9 et 2.10 ont déjà montré qu'à partir de quatre mesures on pouvait distinguer sans ambiguïté l'intensité cohérente réfléchie par l'échantillon de l'écart de phase

par pixels des fronts d'onde échantillon et référence. Le traitement intermédiaire des intensités mesurées donne alors accès à deux quantités exprimées par pixel i :

$$\begin{aligned} I_1 - I_2 &= x_i = \sqrt{m} \cos(\varphi_i) + b_i \\ I_3 - I_4 &= y_i = \sqrt{m} \sin(\varphi_i) + b'_i \end{aligned} \quad (2.43)$$

où b_i et b'_i sont des variables aléatoires gaussiennes de moyenne nulle, de dispersion σ qui représentent toute contribution additive d'un bruit de lecture, de digitalisation ou de photons. Où m est la quantité recherchée et où φ_i est une phase aléatoire décrivant par pixel l'écart de phase entre les bras de l'interféromètre. L'écart est aléatoire puisqu'il dépend de la profondeur de l'élément de volume rétrodiffusant dans l'échantillon, comme de sa forme et des micromouvements de l'œil. Si, pour suivre la même démarche que dans l'équation 2.10, on définit la variable M_i , comme estimateur «naturel» de m , telle que :

$$M_i = x_i^2 + y_i^2 \quad (2.44)$$

on peut en déduire la moyenne des M_i ainsi que leur dispersion :

$$\begin{aligned} \langle M_i \rangle &= m + 2\sigma^2 \\ \Sigma &= (4m\sigma^2 + 4\sigma^4)^{1/2} = 2\sigma^2(1 + m/\sigma^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.45)$$

M_i est donc un estimateur possible de m avec un biais non nul de $2\sigma^2$ et une dispersion égale à Σ qui dépend de m . Ainsi, quand la valeur de m est fixée à zéro, le fond persistant sur l'image a une valeur de $2\sigma^2$, non nulle, avec une dispersion de $2\sigma^2$. Dans ces conditions, l'expression du SNR prend la forme :

$$SNR = \frac{m}{2\sigma^2(1 + \frac{m}{\sigma^2})^{1/2}} \quad (2.46)$$

En général, pour obtenir un signal maximum qui ne soit limité que par le bruit de photon, les mesures sur le détecteur CCD sont faites au voisinage de la saturation des pixels N_{Sat} et de fait, le bruit sur chaque mesure prend la forme :

$$\sigma^2 = 2(N_{Sat} + \sigma_0^2) \quad (2.47)$$

puisque chaque mesure x_i ou y_i résulte de la différence de deux intensités et parce que le bruit de photon est cumulé à un bruit fixe (de lecture ou de numérisation)¹¹. Dans ces conditions, si on appelle U le rapport $m/\sigma^2 = I_R R I_E S R_{Diff} / \sigma^2$, le rapport signal sur bruit devient :

$$SNR = \frac{m}{\Sigma} = \frac{U}{2(1 + U)^{1/2}} \quad (2.48)$$

A partir de cette expression, on peut distinguer deux cas :

- pour optimiser le contraste interférométrique on choisit en général $I_R = I_E$. L'intensité I_1 de l'équation 2.8 devient alors égale à $0.25(2I_R + 2I_R \sqrt{R \cdot S R_{Diff}})$ avec par conséquent $I_R + I_E \gg 2\sqrt{I_R R I_E S R_{Diff}}$ et la possibilité d'écrire :

$$I_R = I_E = N_{Sat}/2 \quad (2.49)$$

$$\sigma^2 = 2N_{Sat} \quad (2.50)$$

si N_{Sat} est assez grand pour dominer les bruits de lecture et de numérisation. On déduit alors une expression simplifiée du rapport signal à bruit :

$$SNR \simeq \frac{1}{2} U^{1/2} \simeq 0.18(N_{Sat} R \cdot S R_{Diff})^{1/2} \quad (2.51)$$

expression dont on tire la remarque que, dans ces conditions, le SNR croît avec la dynamique du détecteur.

11. c'est pourquoi on cherche toujours à obtenir une détection limitée par le bruit de photon, parce que celui-ci dépend de la valeur du signal et demeure donc incontournable, alors que les autres sont fixes et peuvent être négligés pour un signal limité par le bruit de photon.

- pour des raisons de sécurité, l'éclairement de l'œil est limité, comme évoqué dans le chapitre 2.3, si bien qu'approcher la saturation du détecteur devient impossible, au moins pour le bras échantillon. Si on a jusqu'alors évoqué les conditions pour optimiser le contraste interférométrique, il est important de rappeler que l'important est d'obtenir le meilleur signal à bruit sur la mesure quitte à sacrifier une part de la valeur du contraste. On peut alors imaginer déséquilibrer en intensité les bras de l'interféromètre de façon à améliorer le SNR. Si on cherche toujours à approcher la saturation du détecteur tout en garantissant les normes de sécurité oculaires, on peut faire l'approximation suivante :

$$I_R \gg I_E \text{ et } I_R \simeq N_{Sat}$$

ce qui revient alors à écrire :

$$SNR \simeq 0.18(I_E R.SR_{Diff})^{1/2} \quad (2.52)$$

et dans ce cas, le rapport signal à bruit de la mesure est indépendant de la dynamique du détecteur.

Remarque sur le choix de l'estimateur

Le choix de l'estimateur M_i paraît «naturel» pour déterminer la valeur de m ; en présence de cos et sin, on a rapidement tendance en effet à chercher la somme de leur carré. Néanmoins, il paraît indispensable de qualifier l'efficacité de cet estimateur. L'étude est détaillée dans l'annexe D, elle fait usage de la notion de borne de Rao-Cramer qui définit un estimateur MVB (Minimum Variance Bound). Elle mène à la conclusion que l'efficacité de M_i est de l'ordre de 95% pour un rapport signal sur bruit typique de 5, mais qu'un estimateur plus performant existe, qui mène à plus de 99.9% d'efficacité dans les mêmes conditions mais qui, faisant usage de fonction de Bessel, est plus délicat à manipuler.

2.3.3 Le flux nécessaire

Grâce à l'obtention reproductible au sein de l'équipe d'images plein champ de rétine *in vivo* corrigées de leurs aberrations bas ordres parvenant à la résolution de cônes à différentes excentricités (1-2° de la fovéa) et de capillaires [5], la question du flux nécessaire sur l'œil est davantage cernée. A l'aide d'une source d'imagerie à 550 nm, pour un temps d'exposition de 7 ms et une cadence d'images de 7 Hz, au travers d'une pupille dilatée à 7 mm, l'équipe est parvenue à un signal sur bruit supérieur à 5 pour un champ de 1° et un flux sur l'œil plus de deux fois inférieur aux tolérances de la norme [31] laser soit moins de 600 μW . Si l'on revient à l'étude théorique de cet appareil [4], le choix d'un rapport signal sur bruit de 5 était justifié par deux arguments :

1. avec un rapport signal sur bruit de 5, la probabilité de distinguer le signal d'un bruit gaussien est de 98%
2. la plupart des images médicales, qui servent aujourd'hui au diagnostic des praticiens, présentent un rapport signal sur bruit proche de l'unité.

Aujourd'hui, où des images satisfaisantes ont été obtenues avec un tel rapport signal sur bruit, la valeur de 5 est confirmée et peut désormais servir de contrainte aux calculs. Dans pareil cas, si on se reporte à la formule 2.51, on peut en déduire la contrainte sur le signal détecté par la caméra pour obtenir un tel rapport signal à bruit. Avant cela on peut faire une remarque : un signal S est mesuré par un détecteur et la mesure rendue est exprimée soit en électrons, soit en volts, ADU, etc ... On peut donc appeler x le facteur de conversion et écrire $S = xN$. Pour calculer le rapport signal à bruit on a alors besoin des relations :

$$\langle S \rangle = x \langle N \rangle$$

$$\langle S^2 \rangle = x^2 \langle N^2 \rangle$$

et, puisque la mesure d'un détecteur suit une distribution de Poisson,

$$\langle N^2 \rangle = \langle N \rangle$$

et

$$SNR = \frac{\langle S \rangle}{\sqrt{\langle S^2 \rangle}} = \frac{x \langle N \rangle}{\sqrt{x^2 \langle N^2 \rangle}} = \sqrt{\langle N \rangle}$$

équation qui ne peut être utilisée que si N suit une distribution de Poisson. Par conséquent, l'équation 2.51 donne un N_{Sat} en électrons par pixel. Pour plus de clarté, on appelle $RN_{Sat} = N_{e-}$ et il vient :

$$N_{e-} = \left(\frac{SNR}{0.18} \right)^2 SR_{Diff} [e- / pixel] \quad (2.53)$$

L'équation 2.51 étant une approximation du rapport signal à bruit dans le cas d'une détection limitée par le bruit de photon, l'équation 2.53 apporte une nouvelle contrainte à la détection (si on considère pour le moment que le rapport de Strehl différentiel entre les deux bras de l'interféromètre est égal à 1, *i.e* qu'il n'y a pas d'aberrations différentielles) : $N_{e-} = 800 e- / pixel$ ¹² implique, si on veut une détection limitée par le bruit de photon, $N_{e-} \gg \sigma^2$, soit un bruit de lecture et de digitalisation de la caméra qui doit être très inférieur à la racine carrée de 800. Si on considère que le bruit de digitalisation est très inférieur au bruit de lecture, ce dernier doit être inférieur à $28 e- rms$. La caméra utilisée dans l'expérience d'imagerie par optique adaptative présente un bruit de lecture de $10 e- rms$, et permet dans ces conditions une détection avec $SNR = 5$ limitée par le bruit de photon. On reviendra sur ce paramètre [§3.2].

Donc, pour 800 électrons détectés par pixel de caméra CCD, on peut considérer la détection limitée par le bruit de photon et, dans la configuration 4-phases, un signal sur bruit de l'ordre de 5 suffisant on le sait pour discerner les photorécepteurs sur 1° de champ à 550 nm. En fonction de l'efficacité quantique γ [e-/photons] du détecteur à la longueur d'onde considérée, on peut en déduire le nombre photons détectés par la caméra $N_\gamma = N_{e-} / \gamma(\lambda)$ et l'énergie par pixel, nécessaire à de telles performances :

$$E = N_\gamma \frac{hc}{\lambda} [J/pixel] \quad (2.54)$$

A partir de cette équation, on peut déterminer la luminance L de la source en écrivant :

$$L = \frac{E}{G_{Pixel} t T} [W.m^{-2}.sr^{-1}] \quad (2.55)$$

avec T la transmission du montage de la source à la caméra, t le temps de pose et G_{Pixel} l'étendue géométrique d'un pixel. Pour un signal échantillonné à Shannon*, $G_{Pixel} = \frac{\pi \lambda^2}{16}$, ce qui donne :

$$L = \frac{16}{\pi} \frac{hc}{\lambda^3 T t} N_\gamma [W.m^{-2}.sr^{-1}] \quad (2.56)$$

A partir de la luminance de la source L , on peut estimer la puissance correspondante à la sortie du diaphragme de champ DE du montage choisi, comme représenté sur la figure 2.15 par exemple. La mesure de la puissance lumineuse au sortir du diaphragme de champ peut être facilement faite et elle correspond véritablement à la quantité de lumière injectée dans le montage au contraire d'un calcul qui chercherait à fixer comme référence la puissance de la source elle-même alors qu'une partie de la lumière échappe à l'objectif de microscope OM. Pour passer de la luminance L à la puissance, il faut déterminer la surface de la zone émettrice, ici celle du diaphragme, et l'angle solide dans lequel la lumière est émise, c'est-à-dire la surface de la base et le demi-angle au sommet du cône de révolution (Figure 2.22). Le système imageur est

12. La valeur de 800 e-/pixel est une borne inférieure car la formule de rapport signal à bruit doit prendre en compte le contraste des objets que l'on cherche à imager. Pour l'expérience d'optique adaptative, le contraste sur les photorécepteurs peut être aussi faible que 2%, soit $N_{e-} = 2.10^6$!.

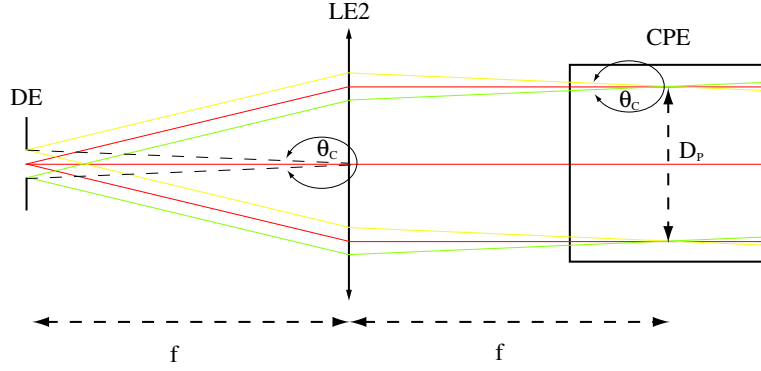


FIG. 2.22 – Trajectoires de deux rayons pour trois points du champ au travers du diaphragme DE, de la lentille LE2 et du cube séparateur de polarisations CPE. θ_C est la valeur angulaire du champ, f la focale de LE2 et D_P le diamètre de la pupille du montage conjugué dans le cube CPE.

prévu pour 1° de champ et le diaphragme est placé à la focale f de la lentille LE2, donc si on appelle S_C la surface du diaphragme de champ et θ_C l'angle qui le caractérise, $S_C = \pi \left(\frac{\theta_C f}{2} \right)^2$. La surface de la base du cône de révolution est fixée par le diamètre de la pupille du montage D_P , le champ, θ_C et la focale f de la lentille LE2 qui permet de conjuguer dans le montage présenté la pupille dans le cube CPE. Cette surface S est telle que $S = \pi(D_P/2 + \theta_C f/2)^2$ et l'angle solide approximativement égal par conséquent à $\pi \left(\frac{D_P + \theta_C f}{2f} \right)^2$. L'expression de la puissance à la sortie du diaphragme de champ DE est donc, en n'oubliant pas le facteur 4 adapté au traitement 4-phases :

$$P = 4 \frac{\pi h c N \gamma}{\lambda^3 T t} \theta_C^2 (D_P + \theta_C f)^2 \quad (2.57)$$

A partir des exigences de rapport signal sur bruit fixées par l'expérience d'imagerie par optique adaptative [5], après avoir vérifié que dans ces conditions la mesure était bien limitée par le bruit de photon, on peut déterminer la puissance lumineuse minimale nécessaire à l'obtention d'un tel SNR à la sortie du diaphragme. Si cette valeur de puissance lumineuse correspond, en fonction de la transmission du montage entre le diaphragme et l'œil, à une valeur tolérée par l'œil selon les normes d'éclairement, la détection 4-phases ophtalmologique se fait avec un rapport signal à bruit suffisant pour l'imagerie *en face*. Le contraste interférométrique est indépendant de la puissance lumineuse, il ne dépend que des aberrations différentielles entre les bras de l'interféromètre. Temps de pose, diamètre de pupille et champ d'observation étant fixés, les paramètres sur lesquels il faudra faire des choix pour parvenir à ces exigences sont donc la longueur d'onde, la focale des lentilles du montage (au travers du choix de celle de LE2), la transmission du montage et les caractéristiques du détecteur.

Si on se réfère aux expériences précédentes, on peut donner une estimation de la puissance nécessaire à une détection adaptée à l'ophtalmologie. Par exemple, le détecteur choisi pour l'expérience d'imagerie par optique adaptative présente un coefficient de conversion quantique de 40% à 770 nm qu'on choisit donc comme longueur d'onde d'étude; les focales des optiques utilisées dans le montage référence d'OCT [6] sont de 125 mm, la réflectivité de l'œil est approximée à 10^{-4} et la transmission du montage – transmission moyenne des bras de l'interféromètre étant considéré qu'en matière d'interférométrie on cherche à égaliser les flux retourné par chaque bras – à 0.1 entre le détecteur et le diaphragme. On parvient ainsi pour 1° de champ et une durée d'exposition de 7 ms à une puissance de 4 mW nécessaire à la sortie du diaphragme de champ pour la mesure d'un signal sur le détecteur 5 fois supérieur au bruit.

On rappelle que la valeur de la puissance tolérée sur l'œil à cette longueur d'onde est de 1 mW [§2.3] ce qui pourrait être à l'origine d'une nouvelle contrainte sur la transmission du montage.

Remarque : l'obtention d'images satisfaisantes pour le praticien grâce à l'optique adaptative à 550 nm oriente le choix de certains paramètres comme le rapport signal sur bruit nécessaire au discernement de photorécepteurs à 1° d'excentricité par rapport à la fovéa, mais ne démontre pas à elle seule la faisabilité du couplage avec une source d'imagerie dans le proche infrarouge. On le rappelle, ce changement de longueur d'onde est censé d'une part augmenter l'albedo de la rétine [12] ainsi que la tolérance de flux sur l'œil [31] mais d'autre part diminuer l'information revenant des photorécepteurs [13] ainsi que le pouvoir de résolution global du système (limite de diffraction).

2.3.4 La cohérence de la source

L'annexe A rappelle les fondements de la notion de cohérence de la lumière et propose au lecteur de réfléchir sur l'unification entre deux équations l'une corpusculaire et l'autre ondulatoire.

La cohérence temporelle

On a évoqué [Annexe A] que si on était capable de définir la durée moyenne d'un train d'onde Δt ainsi que l'intervalle fréquentiel du spectre de Fourier $\Delta \nu$ faisant apparaître une figure interférométrique, on parvenait nécessairement à l'inégalité :

$$\Delta t \Delta \nu \geq \frac{1}{4\pi} \quad (2.58)$$

Inégalité dont on tire une approximation donnant :

$$\Delta \nu \sim \frac{1}{\Delta t} \quad (2.59)$$

qui porte le principe d'apparition/disparition des franges d'interférence [Annexe A].

On définit alors le temps de cohérence de la source comme égal à Δt . Si la longueur d'onde moyenne (ou centrale) de l'émission est égale à λ et la largeur du spectre en longueur d'onde à $\Delta \lambda$, on définit la longueur de cohérence temporelle comme égale à Δl (qu'on peut noter L_c) telle que :

$$\Delta l = c \Delta t \sim \frac{c}{\Delta \nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (2.60)$$

ce qui revient à dire que si deux trains d'onde se superposent avec une différence de marche inférieure à la longueur de cohérence temporelle, les faisceaux interfèrent et qu'au-delà ce n'est plus le cas.

La résolution axiale Δz de l'OCT est bien sûr liée à la cohérence temporelle de la source. La figure d'interférence n'apparaissant que sur une épaisseur égale à la longueur de cohérence temporelle et cette figure pouvant être approximativement enveloppée d'une gaussienne dans un cas non dispersif ou dispersif compensé, la résolution axiale d'un système interférométrique achromatique est à peu près égale à la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de l'interférogramme, soit :

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{n\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (2.61)$$

avec n l'indice du milieu étudié.

D'aucuns pour parvenir à de très courtes longueurs de cohérence utilisent des lasers à impulsions femtosecondes [38, 33] très coûteux, d'autres [26] parviennent à des résolutions similaires ($< 1 \mu m$) *ex vivo* à très faibles coûts en utilisant des sources blanches, *larges bandes*. En

fonction de la résolution désirée dans le milieu d'indice n , $L_c/2n$, on peut également faire usage de filtre dont la largeur de bande ($\Delta\lambda$) permet d'ajuster L_c à condition que le spectre d'émission de la source soit uniforme dans la bande sélectionnée. La résolution axiale étant inversement proportionnelle à la largeur de bande, l'utilisation d'une source blanche, *i.e.* large bande, devrait en théorie nous permettre d'isoler des couches dans l'œil de l'ordre du micron. A condition que le milieu ne soit pas chromatiquement aberrant, ni dispersif ce qui malheureusement est le cas de l'œil [§2.3.6]. A titre d'exemple, une source centrée sur 770 nm, de largeur de bande 50 nm (comme la LED déjà évoquée) utilisée dans un interféromètre sur un échantillon achromatique d'indice moyen 1.33 (proche de celui du milieu oculaire) parviendrait à une résolution axiale théorique de $3.9 \mu\text{m}$.

La cohérence spatiale

Comme évoqué précédemment, la cohérence spatiale de la source est un obstacle à l'imagerie plein champ. Les aberrations induites par le montage, l'échantillon et/ou la propagation hors-axe de certains rayons entraînent un élargissement des PSF qui finissent par se superposer dans le champ et par interférer dans le cas d'une source spatialement cohérente. Des figures de *speckle* viennent alors polluer l'image dont on ne sait plus distinguer le signal du bruit.

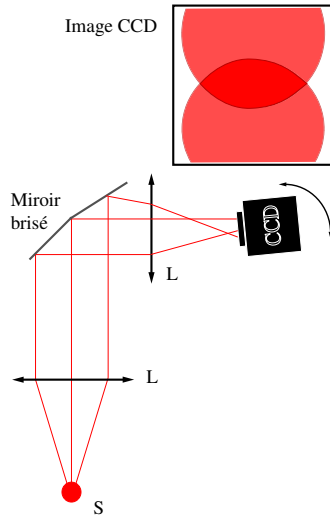


FIG. 2.23 – Image de la source étendue via un miroir brisé. Les images sur le détecteur CCD sont décalées avec une surface commune pour estimer l'effet de la cohérence spatiale de la source sur une imagerie plein champ. La brisure du miroir peut être modifiée pour faire varier la surface de superposition.

Une source spatialement cohérente typique est une source laser. La lumière est émise à partir de transitions atomiques stimulées par le champ électrique créée par les atomes émetteurs eux-mêmes. Les photons émis sont en résonance entre deux miroirs, si bien que chaque train d'onde émis par la transition d'un atome est en phase avec l'onde stimulante. La somme des trains d'onde est ainsi rendue constructive au point de donner l'impression que la lumière émise par un laser est issue d'une seule et unique transition. La cohérence d'un laser est donc particulièrement grande, tant spatialement que temporellement. Si les SLD sont aussi des sources spatialement cohérentes, on définit les LEDs comme étant des montages de semiconducteurs composés de jonction P-N conçues de façon à ce que les électrons provoquent l'émission de lumière pendant leur migration au travers de la jonction. Cette fois, les sources de l'émission sont spatialement étalées (les jonctions P-N) et elles sont complètement décorréliées les unes des autres ce qui caractérise une lumière incohérente spatialement et temporellement. L'émission

se fait par contre à une longueur d'onde centrale identique pour toutes les jonctions, avec une largeur de bande commune (quelques dizaines de nanomètres) qui fixe la cohérence temporelle de la source.

Pour la LED à 770 nm évoquée précédemment [§2.2.1], le fabricant garantit son incohérence mais sans valeur numérique pour la caractériser. L'expérience décrite par la figure 2.23 permettrait sans doute d'estimer simplement son effet sur l'imagerie plein champ. L'image d'une source étendue est faite *via* un miroir brisé de façon à créer deux images décalées sur le détecteur avec une zone de superposition. Si en tournant la caméra pour égaliser les chemins optiques (condition indispensable aux interférences), on n'obtient jamais de figure d'interférence, franges ou tavelures, la source est incohérente spatialement. La brisure du miroir peut être modifiée pour faire varier la zone de superposition et établir une échelle de cohérence spatiale.

Cette méthode, visuelle, peut-être largement améliorée si on ne fait pas confiance aux promesses du fabricant dans le cas de la LED ou si on désire mesurer le degré de cohérence mutuelle et le facteur de cohérence; l'expérience des trous d'Young est parfaitement adaptée à de tels intentions. Elle consiste à placer la source à étudier à l'infini par rapport à un écran muni de deux trous tels que les faisceaux qui en sont issus se superposent en partie. Au niveau de cette superposition, les trains d'onde interfèrent et la figure d'interférence permet alors de mesurer précisément degré et facteur de cohérence.

2.3.5 Les limitations de principe et les calibrations nécessaires

Le couplage entre OCT et optique adaptative, s'il semble en mesure d'apporter nombre d'améliorations pour l'imagerie ophtalmologique haute résolution *in vivo* multiplie du même coup les paramètres et de fait les besoins de calibration et de tests de validation. Si à ce stade de la discussion l'ensemble des problèmes n'est pas encore cerné, on peut commencer à les détailler et à évoquer les besoins de calibration correspondant.

Le détecteur

Le principe de détection simultanée d'interférogrammes *a priori* déphasés entre eux revient à considérer l'utilisation d'un minimum de n détecteurs pour n interférogrammes. En fait, pour accomplir correctement les opérations sur chaque interférogramme, il faudra souvent considérer N détecteurs avec N égal au nombre de pixels de la caméra.

La dispersion sur l'ensemble des pixels des valeurs de facteurs comme celui d'efficacité quantique (correspondance entre le nombre de photons reçus par la caméra et le nombre d'électrons nécessaires à la numérisation du signal) et de conversion (correspondance entre électrons et ADU) et de la valeur des bruits de lecture, de courant d'obscurité et de digitalisation, est suffisamment faible pour considérer le détecteur de façon monolithique. Les retouches nécessaires de sensibilité seront effectuées dans le cadre d'autres calibrations détaillées au fil de l'étude.

Les résultats de l'optique adaptative imposent également des contraintes en termes de temps d'exposition minimal (7 ms pour l'optique adaptative) et de temps d'intégration (150 ms pour l'optique adaptative). Le choix du détecteur se fera en fonction de ces exigences et la calibration permettra d'affiner les promesses du constructeur en fonction, on le verra, de l'échantillonnage choisi pour les images.

La distorsion

Le 4-phases, en plus de multiplier les détecteurs, s'expose au problème de la distorsion, c'est-à-dire de la déformation différentielle entre les différents interférogrammes. La séparation des faisceaux après le cube séparateur polarisant, qui suivent des trajets optiques différents, et le principe même du prisme de Wollaston sont susceptibles d'introduire des déformations/aberrations différentielles entre les deux rayons. Cet effet viendrait rompre la correspondance entre pixels d'un interférogramme à l'autre et biaiser de fait les opérations nécessaires au traitement du signal. La figure 2.24 illustre un exemple de la distorsion sur une grille déformée suivant la figure communément appelée distorsion «en coussinet». La grille initiale et la

grille distordue sont d'abord représentées puis l'effet d'une distorsion «en coussinet» à symétrie centrale introduite par le Wollaston autour de l'axe optique (la grille distordue est coupée en quatre). Les zones d'intérêt représentées par les deux carrés noirs sont décorrélés et leur soustraction par exemple ne donnera pas 0.

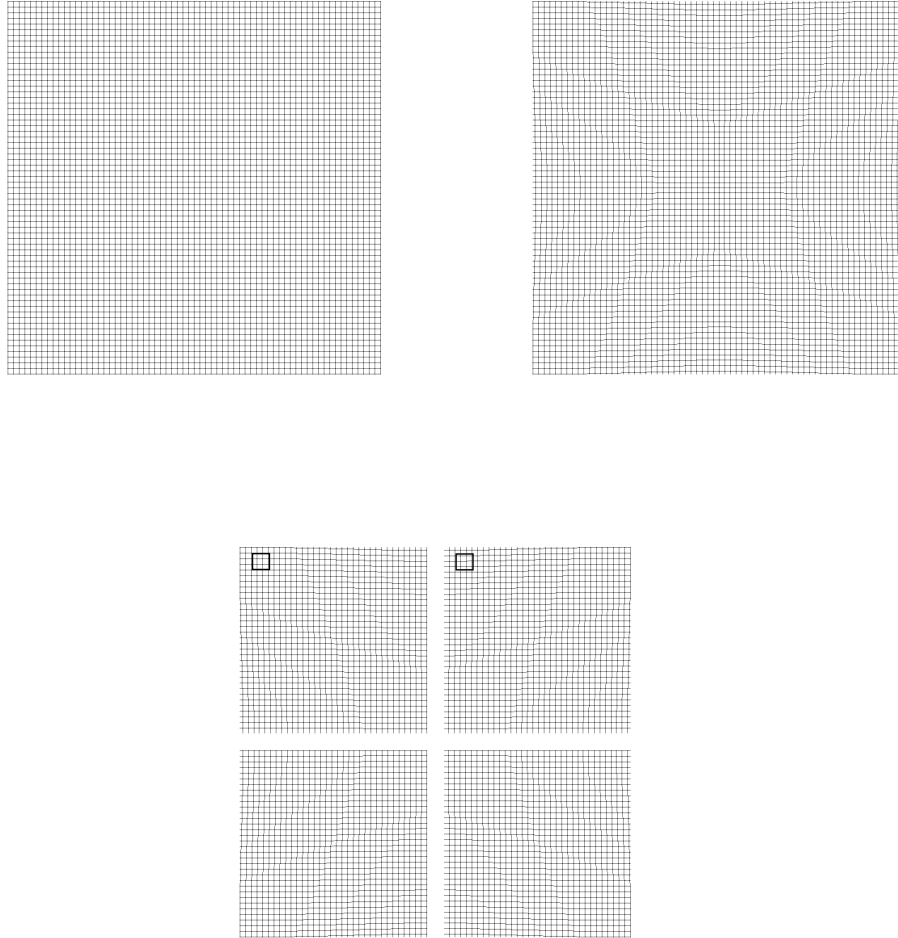


FIG. 2.24 – *En haut à gauche image de la grille servant de référence. En haut à droite la même grille déformée suivant une figure «en coussinet». En bas illustration que les pixels correspondant géométriquement sur le détecteur ne peuvent plus être manipulés sans biais. L'image reprise à gauche et à droite n'est pas identique du fait de la distorsion.*

En plus d'être introduite par le montage 4-phases, la distorsion peut correspondre à une dissymétrie d'un bras de l'interféromètre par rapport à l'autre en fonction du choix de la configuration du bras de référence par exemple. Dans tous les cas, le traitement 4-phases ne peut être efficace qu'avec une distorsion compensée ou calibrée afin de faire correspondre les pixels du détecteur d'un interférogramme à l'autre. Dans le cas contraire et pour un échantillon type œil, c'est-à-dire avec une répartition aléatoire de la phase et de l'amplitude du signal rétrodiffusé dans le champ, la part d'énergie cohérente et incohérente diffère d'un pixel à l'autre sur le détecteur et le traitement proposé par les équations 2.10 n'est plus pertinent. Difficile alors d'estimer la perte de sensibilité de la détection, tant cette perte est dépendante de l'échantillon étudié.

Néanmoins, on se convainc facilement de la nécessité de calibrer cet effet et de le compenser en utilisant une image étalon comme développé dans le chapitre 6. Avant cela, en fonction des choix de configuration à venir, on fera l'inventaire détaillé des causes de la distorsion sur la quadridétection.

La transmission

Au même titre que la distorsion, la dispersion de la transmission dans le montage a un effet délétère sur le traitement final. Si on appelle $\alpha(x,y)$ les facteurs de transmission avec x,y les coordonnées dans le faisceau, on peut tenter d'en faire l'inventaire (on notera $\alpha(x,y)$ α pour simplifier) dans le système :

- α_{En} est le facteur de transmission du bras d'entrée du montage
- α_R est le facteur de transmission du bras de référence
- α_E est le facteur de transmission du bras de mesure; pour le moment on considère que l'échantillon est un miroir strictement identique à celui qui est mis dans le bras de référence
- α_S est le facteur de transmission du bras de sortie commun c'est-à-dire jusqu'au cube séparateur non polarisant
- α_{S1} est le facteur de transmission du bras du 4-phases dont le faisceau est transmis par le cube séparateur non polarisant, c'est-à-dire contenant la lame quart d'onde
- α_{S2} est le facteur de transmission du bras du 4-phases dont le faisceau est réfléchi par le cube séparateur non polarisant
- α_{W1} et α_{W2} sont les facteurs de transmission des deux faisceaux issus du passage dans le Wollaston

Si maintenant on reprend les équations 2.9 et 2.10 en introduisant les facteurs α adaptés pour évoquer la transmission différentielle, on obtient :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{\alpha_{En}\alpha_S\alpha_{S2}\alpha_{W1}}{4}(\alpha_R I_R + \alpha_E I_E + 2\sqrt{\alpha_R I_R \alpha_E I_E} \cos \varphi) \\
 I_2 &= \frac{\alpha_{En}\alpha_S\alpha_{S2}\alpha_{W1}}{4}(\alpha_R I_R + \alpha_E I_E + 2\sqrt{\alpha_R I_R \alpha_E I_E} \cos(\varphi + \pi)) \\
 I_3 &= \frac{\alpha_{En}\alpha_S\alpha_{S1}\alpha_{W2}}{4}(\alpha_R I_R + \alpha_E I_E + 2\sqrt{\alpha_R I_R \alpha_E I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2})) \\
 I_4 &= \frac{\alpha_{En}\alpha_S\alpha_{S1}\alpha_{W2}}{4}(\alpha_R I_R + \alpha_E I_E + 2\sqrt{\alpha_R I_R \alpha_E I_E} \cos(\varphi + \frac{3\pi}{2}))
 \end{aligned} \tag{2.62}$$

et le traitement de devenir dépendant des coefficients α et de donner :

$$I = \alpha_{En}^2 \alpha_S^2 \alpha_R \alpha_E I_R I_E [\alpha_{S2}^2 \alpha_{W1}^2 \cos^2 \varphi + \alpha_{S1}^2 \alpha_{W2}^2 \sin^2 \varphi] \tag{2.63}$$

dont on déduit que le traitement des données proposé n'est pertinent qu'à condition de garantir, pixel à pixel, une transmission identique dans chacun des bras du traitement 4-phases sans oublier l'influence du Wollaston. C'est sur cette partie que la calibration de la transmission doit porter pour le traitement 4-phases [§ 6]. Néanmoins, pour garantir un meilleur contraste interférométrique dans le montage, comme on l'a déjà évoqué [§2.2.7], les intensités du bras de référence et de mesure doivent être égales, ce qui impose de fait une contrainte sur le réglage des transmissions d'un bras par rapport à l'autre.

Les projections de polarisations

La méthode présentée précédemment [§2.2.1] est dépendante des décalages de phase à partir desquels l'amplitude du signal est retrouvée. Cette dépendance s'exprime différemment selon que l'on traite le signal en 2 ou 4 phases.

1. Le traitement 2-phases :

On choisit d'exprimer les champs électriques \vec{E}_R et \vec{E}_E , renvoyés par la référence et

l'échantillon, au sortir du Michelson, vibrant suivant des directions orthogonales \vec{i}, \vec{j} (polarisations rectilignes), avec des amplitudes a_R et a_E , une pulsation ω et un déphasage respectif φ , de façon simplifiée comme :

$$\begin{aligned}\vec{E}_R &= a_R \cos(\omega t) \vec{i} \\ \vec{E}_E &= a_E \cos(\omega t + \varphi) \vec{j}\end{aligned}\quad (2.64)$$

En considérant les axes du prisme de Wollaston \vec{x}, \vec{y} tournés d'un angle α par rapport à \vec{i}, \vec{j} , on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{E}_R &= a_R \cos(\omega t) (\cos \alpha \vec{x} + \sin \alpha \vec{y}) \\ \vec{E}_E &= a_E \cos(\omega t + \varphi) (-\sin \alpha \vec{x} + \cos \alpha \vec{y})\end{aligned}\quad (2.65)$$

ce qui revient en termes d'intensité sur le détecteur à :

$$\begin{aligned}I_1 &= I_R \cos^2 \alpha + I_E \sin^2 \alpha - \sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi \sin 2\alpha \\ I_2 &= I_R \sin^2 \alpha + I_E \cos^2 \alpha + \sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi \sin 2\alpha\end{aligned}\quad (2.66)$$

et :

$$I_2 - I_1 = (I_E - I_R) \cos 2\alpha + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi \sin 2\alpha \quad (2.67)$$

De l'équation 2.66, on tire donc qu'une mauvaise orientation du Wollaston réduit la sensibilité de la mesure en «noyant» plus ou moins le terme interférométrique dans un fond continu. En fait, on peut ramener cet effet à une diminution de l'intensité du terme interférométrique étant donné que pour assurer le meilleur contraste à la mesure, le polariseur d'entrée du Michelson est orienté de façon à ce que les valeurs de I_E et I_R soient identiques.

2. Le traitement 4-phases :

Le traitement 4-phases est identique au 2-phases pour un des faisceaux séparés dans le cube séparateur non polarisant [Figure 2.14]. L'autre faisceau, retardé par la lame quart d'onde, est en revanche susceptible d'introduire des erreurs spécifiques. La dissymétrie introduite dans ce montage, en plus d'être géométrique, peut être également chromatique avec un retard de $\pi/2$ sur la phase pas nécessairement atteint. Si l'on appelle ϵ l'écart chromatique au retard de phase dans la lame quart d'onde l'équation 2.8 devient :

$$\begin{aligned}I_1 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\ I_2 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\ I_3 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2} + \epsilon)) \\ I_4 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2} + \epsilon))\end{aligned}\quad (2.68)$$

soit une fois le signal traité en considérant ϵ petit :

$$\begin{aligned}I &= (I_1 - I_2)^2 + (I_3 - I_4)^2 = I_R R I_E (1 + \epsilon \sin(2\varphi) + \epsilon^2 \cos^2(\varphi)) \\ \frac{I_3 - I_4}{I_1 - I_2} &= \tan \varphi + \epsilon\end{aligned}\quad (2.69)$$

Ce qui implique que l'on ne peut plus dans ce cas dissocier l'amplitude de la phase comme c'est le cas quand ϵ est nul. Comme dans le cas 2-phases, le défilement de $\sin(2\varphi)$ dans l'expression de I va entraîner un scintillement supplémentaire sur l'image dont l'effet sera proportionnel à la valeur ϵ de l'erreur de retard dans la lame quart d'onde.

D'autre part, il faut estimer l'effet sur la mesure finale d'une éventuelle mauvaise orientation de la lame quart d'onde, que l'on ne placerait pas parfaitement alignée avec un des axes du cube polarisant. Ce désalignement aura pour effet de changer les polarisations droites entrantes en polarisations elliptiques dont la projection sur les axes du Wollaston ne rendra pas quatre interférogrammes en quadrature. Le traitement qui suivra ne pourra alors rendre que l'intensité revenant de l'œil modulée par des termes de phase.

2.3.6 Le chromatisme de l'œil

La volonté de faire un imageur ophtalmologique haute résolution impose des contraintes spécifiques à l'œil. Si ont déjà été abordés les problèmes de stabilité et de transmission, une caractéristique essentielle a pour le moment été passée sous silence : le chromatisme.

Le chromatisme de l'œil a pour effet de disperser une lumière complexe au point d'obtenir une distance focale particulière pour chaque longueur d'onde. L'aberration chromatique longitudinale globale pour un œil photopique* est de l'ordre de 2-3 dioptries [2]. Si l'on considère la puissance totale de l'œil de l'ordre de 60 dioptries, l'écart maximal entre les plans de focalisation des différentes longueurs d'onde du visible est de l'ordre de

$$\frac{1}{59} - \frac{1}{61} \simeq 550 \mu m$$

pour deux dioptries, soit similaire à l'épaisseur de la rétine.

Le chromatisme de l'œil est également à l'origine d'une dispersion chromatique, *i.e.* de la vitesse de groupe du front d'onde. La dispersion se fait sur les vitesses de propagation en fonction des fréquences du spectre d'émission de la source large bande.

Position du problème

A partir de l'équation 2.4, on cherche à exprimer les dépendances de cette équation à la profondeur z et à la longueur d'onde λ d'observation pour rendre le double effet du chromatisme oculaire. La contribution d'un point localisé à la profondeur z dans le tissu à l'intensité I mesurée en sortie du système peut être exprimée comme :

$$I(z) = \int_{\lambda} (I_R(\lambda) + I_E(\lambda) + 2\sqrt{I_R(\lambda)R(z)I_E(\lambda)SR_{\text{Diff}}}\cos(2\pi\frac{\text{ddm}(z)}{\lambda}))d\lambda \quad (2.70)$$

avec :

- λ la longueur d'onde courante à intégrer sur tout le spectre de la source
- $I_R(\lambda)$ et $I_E(\lambda)$ les intensités retournées respectivement par le bras de référence et le bras de mesure dans l'interféromètre en fonction de la longueur d'onde
- $R(z)$ la réflectance de la couche située à la profondeur z , réflectance qui ne comptabilise que les photons balistiques*. On fait l'approximation pour le moment que la réflectance est indépendante de λ
- SR_{Diff} le rapport de Strehl correspondant aux seules aberrations différentielles entre les deux bras du Michelson [§2.2.7]
- $\text{ddm}(z)$ la différence de marche entre la couche observée et le miroir de référence.

On sait que le contraste interférométrique ne dépend pour une source étendue que du rapport de Strehl différentiel entre les deux bras de l'interféromètre [§2.2.7]. D'autre part, on a su évoquer la perte de Strehl liée à la défocalisation grâce aux équations C.3 et 2.3. On peut donc reprendre l'équation 2.70 en y introduisant un terme $A(z - z_0, \lambda)$ décrivant la perte d'énergie due à la défocalisation chromatique dans l'œil par rapport au plan de référence de la focalisation, localisé à la profondeur z_0 , dans le bras du même nom. On rappelle que

$$A(z, \lambda) = e^{-\left(\frac{\pi n}{8\sqrt{3}\lambda N^2}\right)^2 z^2} \quad (2.71)$$

avec n l'indice du milieu étudié et N le nombre d'ouverture de l'œil, $N = f/D$ avec f la focale objet de l'œil et D le diamètre de la pupille. Ce facteur de défocus doit être comptabilisé sur les trajets aller et retour du faisceau dans l'œil si bien que le terme $A(z - z_0, \lambda)$ dans l'équation 2.70 sort du radical.

Une fois l'interféromètre réglé pour obtenir le meilleur contraste, les intensités retournées par les deux bras sont égales et si la fonction $B(\lambda)$ décrit le spectre de la source, on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_R(\lambda) &= I_E(\lambda) = I_0 B(\lambda) \\ \int_{\lambda} B(\lambda) &= 1 \end{aligned} \quad (2.72)$$

et

$$I(z) = 2I_0 \int_{\lambda} B(\lambda) \left[1 + \sqrt{R(z)} A(\lambda, z - z_0) \cos\left(2\pi \frac{ddm(z)}{\lambda}\right) \right] d\lambda \quad (2.73)$$

C'est à partir de cette équation que l'on cherche à simuler les effets du chromatisme dans une étude interférométrique soumise aux contraintes du système présenté jusqu'alors. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

- la source est simulée avec un profil gaussien pour la répartition de l'énergie, centrée sur λ_0 et de largeur de bande $\Delta\lambda$. L'intensité de la source est donnée par

$$I(source) = e^{-\frac{8\ln 2(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Delta\lambda}} I_0 = B(\lambda)I_0$$

avec $I_0 = 1.0$

- l'étude est simulée sur une épaisseur Δz_E d'échantillon centrée sur z_0 . L'œil-échantillon est assimilé à une épaisseur d'eau dont l'indice varie avec la longueur d'onde suivant une loi polynomiale d'ordre 2 : $n_E = A + B\lambda + C\lambda^2$
- l'étude est simulée avec une épaisseur Δz_R d'un liquide d'indice n_R dans le bras de référence. Quand $n_R\Delta z_R = n_E\Delta z_E$, la focalisation se fait dans le bras de référence à une profondeur qui correspond à une différence de marche nulle avec la position z_0 dans l'échantillon. Cette épaisseur de liquide permet d'atténuer les effets de dispersion chromatique comme on va le voir par la suite.

Le cas du chromatisme focal

Le chromatisme implique une dispersion sur l'axe de la position du plan de focalisation en fonction de λ . Néanmoins, pour notre montage, tous les plans de focalisation sont conjugués sur le détecteur indépendamment de λ , ce qui suggère que l'information interférométrique est disponible mais depuis des plans différents dans la rétine en fonction de la longueur d'onde. D'après les travaux de *Le Grand* [39], la variation de la position de la focalisation en fonction de la longueur d'onde dans l'œil est validée autour de 589.3 nm par :

$$\begin{aligned} \Delta z &= -362.1\Lambda + 6.5\Lambda^3 \\ \Lambda &= \frac{1000}{\lambda - 130} - \frac{1000}{589.3 - 130} \end{aligned} \quad (2.74)$$

Si on choisit d'exprimer cette défocalisation en microns de défocalisation par microns de largeur de bande de la source, on peut définir un coefficient de défocalisation Δf et réexprimer z_0 comme :

$$z_0 = \Delta f(\lambda - \lambda_0) \quad (2.75)$$

L'effet du chromatisme focal peut être illustré en représentant le terme $A(z - z_0)B(\lambda)$ tiré de l'équation 2.73, soit la répartition de l'énergie cohérente dans l'espace (z, λ) . La figure 2.25 représente ce terme en traçant les niveaux de même énergie et en comparant le cas non chromatique (à gauche) au cas chromatique (à droite). Pour ces deux courbes, la longueur d'onde centrale λ_0 est de 770 nm et la largeur de bande $\Delta\lambda$ de 50 nm sur un profil gaussien. Le calcul de $A(z - z_0)$ s'est dans les deux cas effectué avec un nombre d'ouverture de l'œil comparable à ce qui est attendu dans la réalité, c'est-à-dire une focale de 17 mm et un diamètre de pupille de 7 mm. Le terme Δf pour le cas chromatique a été estimé à partir de l'équation 2.74 égal à 870 $\mu m/\mu m$.

Si on compare le graphe (a) achromatique et le (b) chromatique de la figure 2.25, on constate, outre que l'axe de la structure n'est pas le même, que $\Delta\lambda_2 < \Delta\lambda_1$. Cet effet de *cisaillement* sur le graphe (b) peut s'expliquer par une carence en énergie par rapport au graphe (a) à toute profondeur en bord de spectre. La bande spectrale effective à chaque profondeur est plus étroite que celle de la source. Ce phénomène est aussi à l'origine d'une perte de résolution axiale par dispersion axiale du foyer. On reviendra sur cet effet.

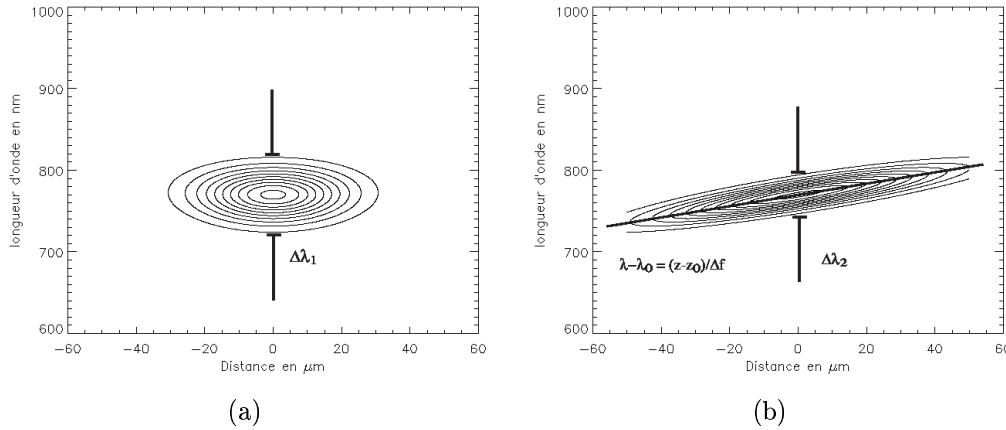


FIG. 2.25 – Simulation de la répartition de l'énergie dans l'espace (z, λ) pour un œil achromatique (a) et un œil chromatique focal caractérisé par $870 \mu\text{m}/\mu\text{m}$ de défocalisation (b). La source lumineuse a une répartition gaussienne de son énergie, centrée sur 770 nm pour une largeur de bande de 50 nm . L'œil simulé a une ouverture de 7 mm . $\Delta\lambda_2 < \Delta\lambda_1$ et la loi suivie par l'axe de la figure (b) est énoncée.

Remarques sur la longueur de cohérence et la résolution axiale

La différence de marche ddm représente la différence de chemin optique entre les rayons ayant parcouru le bras de mesure et l'œil et ceux ayant parcouru le bras de référence et l'épaisseur z_R de liquide placé dans ce bras. On représente sur la figure 2.26, sur un graphe (z, λ)

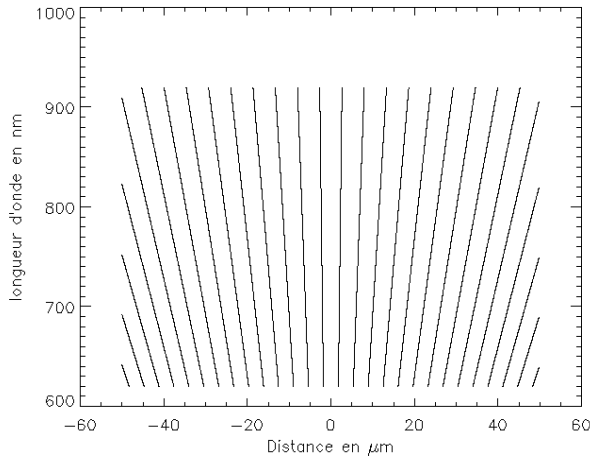


FIG. 2.26 – Courbes d'«isodéphasage» en fonction de la position en profondeur dans le tissu et de la longueur d'onde. Les conditions de la simulation sont identiques à la figure 2.25

avec z la profondeur dans le tissu et $z = 0$ la profondeur pour laquelle la différence de marche est nulle, des courbes «isodéphasage». Ces courbes simulées repèrent les profondeurs dans le tissu et les valeurs de longueurs d'onde pour lesquelles le terme d'écart de phase entre les trains d'onde retournés par les bras de l'interféromètre (Cf équation 2.73) est constant. On constate alors que ces courbes sont d'autant plus inclinées par rapport à l'axe des ordonnées que z est grand en valeur absolue et plus ces droites sont inclinées, plus le terme ddm/z varie «vite» en fonction de λ pour une profondeur z donnée. Plus le terme de phase varie «vite» à une profondeur donnée, plus la somme sur λ des termes $\cos(2\pi ddm/\lambda)$ tend vers sa moyenne, nulle en l'occurrence, et

plus le terme interférométrique de l'équation 2.73 tend vers 0. De la même manière, plus l'intégrale est faite sur un large intervalle spectral (source très large bande comme les lasers femtoseconde par exemple), plus vite elle tend vers 0 en fonction de z .

Seul le voisinage de $z = 0$ permet de conserver une valeur de $\cos(2\pi ddm/\lambda)$ suffisamment constante pour que l'intégrale sur λ soit non nulle, donc que les franges aient un contraste non

nul. La largeur de ce voisinage détermine la résolution axiale de l'OCT, en général plus petite que la profondeur de champ. C'est «l'effet OCT». La figure 2.27 illustre la figure d'interférence d'un système OCT obtenue avec un échantillon achromatique, d'indice $n = 1.33$ similaire à l'indice moyen de l'œil et une source centrée à 770 nm, de largeur de bande 50 nm. La focale de l'œil est de 17 mm dans le vide et la pupille est simulée ouverte à 7 mm. On a ajouté les profils de focalisation dans ce milieu achromatique pour les longueurs d'onde de bord de spectre (745 nm et 795 nm) en traits discontinus pour constater que leur divergence est minime.

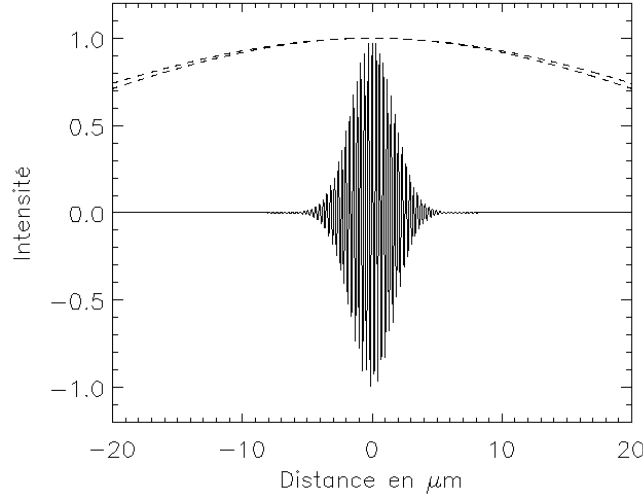


FIG. 2.27 – *Interférogramme avec un système OCT simulé (traits pleins) et profils de focalisation pour les longueurs d'onde de bord de spectre. $\lambda = 770$ nm, $\Delta\lambda = 50$ nm, $n = 1.33$, $f = n \times 17$ mm et Diamètre Pupille = 7 mm*

Dans la situation où $A(z, \lambda)$ dépend peu de λ , l'intégrale

$$I_i(z) = 2I_0 \sqrt{R(z)} \int_{\lambda} \left[B(\lambda) A(z - z_0, \lambda) \cos \left(2\pi \frac{ddm(z)}{\lambda} \right) \right] d\lambda$$

peut être vue, à un terme multiplicatif $A(z - z_0) \sqrt{R(z)}$ près comme la valeur en z de la partie réelle de la transformée de Fourier¹³ du spectre. La partie imaginaire est obtenue en remplaçant la fonction cos par sin, ce qui revient à un déphasage des franges de π . La somme des carrés des deux intégrales donne le carré de l'enveloppe des franges, donc le profil de sensibilité, proportionnel à $R(z)$.

On retrouve bien que, dans ce cas, le profil de sensibilité est le carré du module de la transformée de Fourier du spectre (fonction de la longueur d'onde réduite $\lambda/2n$). La largeur du profil, soit la résolution axiale du système, est donc directement reliée à la longueur de cohérence L_c de la source, mais vue dans le milieu d'indice n .

Réciproquement, la même intégrale peut être vue, à un terme $B(\lambda)$ près, comme la valeur en λ de la partie réelle de la transformée de Fourier de $A(z - z_0) \sqrt{R(z)}$. C'est, très schématiquement, la principe de l'OCT dite *Fourier domain*.

Dans les deux cas, la fonction A ne doit pas dépendre de λ . Sur la figure 2.28, on représente la répartition du contraste (trait continu) du système OCT simulé de la figure 2.27 en fonction de la profondeur dans l'échantillon achromatique ainsi que le profil de variation d'intensité correspondant à une défocalisation calculée aux deux extrémités du spectre (traits pointillés).

13. En prenant soin d'exprimer B en fonction de $\lambda/2n$ et non λ .

On constate alors que la dépendance en λ de $A(z - z_0, \lambda)$ ne se fait sentir – et faiblement – que sur la largeur de la profondeur de champ. En général, la profondeur de champ étant largement supérieure à la résolution axiale du système OCT, la dépendance en λ de $A(z - z_0, \lambda)$ dans un échantillon achromatique affecte peu le résultat, *i.e.* la diminution du signal interférométrique par perte de cohérence est dominante. Dans les conditions des figures 2.27 et 2.28, c'est-à-dire $\lambda = 770 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$, $n = 1.33$, $f = n \times 17 \text{ mm}$ et diamètre pupille = 7 mm , l'amplitude maximale du signal interférométrique est de 1 et la résolution axiale du système décrit, *i.e.* la largeur à mi-hauteur du profil de sensibilité, est de $3.9 \mu\text{m}$ comme le prévoit l'équation 2.61.

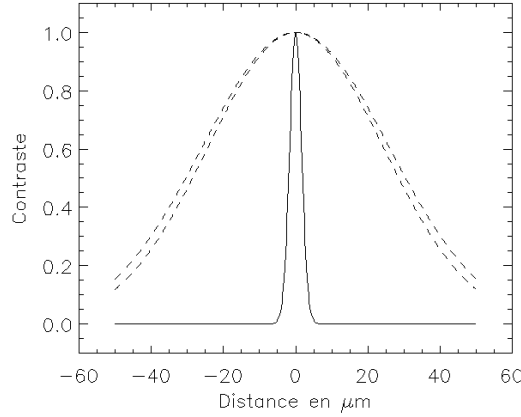


FIG. 2.28 – *Profils de sensibilité d'un système OCT (trait plein) et de variation d'intensité correspondant à une défocalisation calculée aux deux extrémités du spectre (traits discontinus).*

Chromatisme de focalisation, résolution axiale et ouverture de faisceau dans l'œil

Quand on introduit du chromatisme focal pour l'échantillon, la relation de Fourier évoquée précédemment n'est valable que si l'on précise qu'en chaque point z on obtient maintenant la valeur de la transformée de Fourier d'une fonction de λ : $B(\lambda)A(z - z_0(\lambda), \lambda)$. Pour chaque position z dans l'échantillon, une fraction différente du spectre est sélectionnée du fait de la dispersion des plans de focalisation en fonction des longueurs d'onde. La largeur du profil de sensibilité, soit la résolution axiale théorique, augmente quand on introduit le chromatisme de focalisation comme on peut le constater sur la figure 2.29. La perte de sensibilité dans le cas chromatique est d'autant plus aggravée que la source est large bande et que la faisceau est ouvert. Ce qui revient à dire que seuls les spectres relativement étroits et/ou les faisceaux fermés sont insensibles aux effets de dispersion axiale du foyer. Dans tous les cas, le chromatisme de focalisation se traduit quand même par une perte de sensibilité pour le système, au même titre que toutes les aberrations.

Le cas de la dispersion chromatique

Quand l'échantillon est organique l'indice du milieu en général varie avec la longueur d'onde. De fait, les différentes longueurs d'onde du spectre se propagent avec des vitesses différentes et, entre un bras et l'autre, on peut être confronté à une dispersion différentielle des vitesses de groupe des trains d'onde dans chaque milieu. On assimile ce phénomène au terme de dispersion chromatique. On cherche alors à exprimer la différence de marche entre les bras de l'interféromètre. On suppose que les chemins optiques sont égaux jusqu'à l'entrée dans l'œil d'épaisseur Δz_E et d'indice n_E et que dans le bras de référence une épaisseur Δz_R d'un liquide d'indice n_R a été placée afin d'égaliser les chemins optiques ajoutée à une épaisseur Δz_a d'air. Si les chemins optiques sont égaux jusqu'à l'entrée dans l'œil, la différence de marche doit prendre en compte le chemin aller-retour dans l'œil et dans l'échantillon, soit :

$$\text{ddm}(z, \lambda) = 2n_E(\lambda)\Delta z_E - 2n_R(\lambda)\Delta z_R - 2\Delta z_a \quad (2.76)$$

Dans ces conditions, il existe bien des épaisseurs Δz_R et Δz_a telles que la différence de marche soit nulle et que le contact optique soit assuré quand l'imagerie OCT se fait à la profondeur Δz_E dans l'échantillon. Mais, on le rappelle, l'important pour approcher les performances théoriques de l'OCT n'est pas d'assurer une différence de marche nulle mais plutôt de garantir que le terme

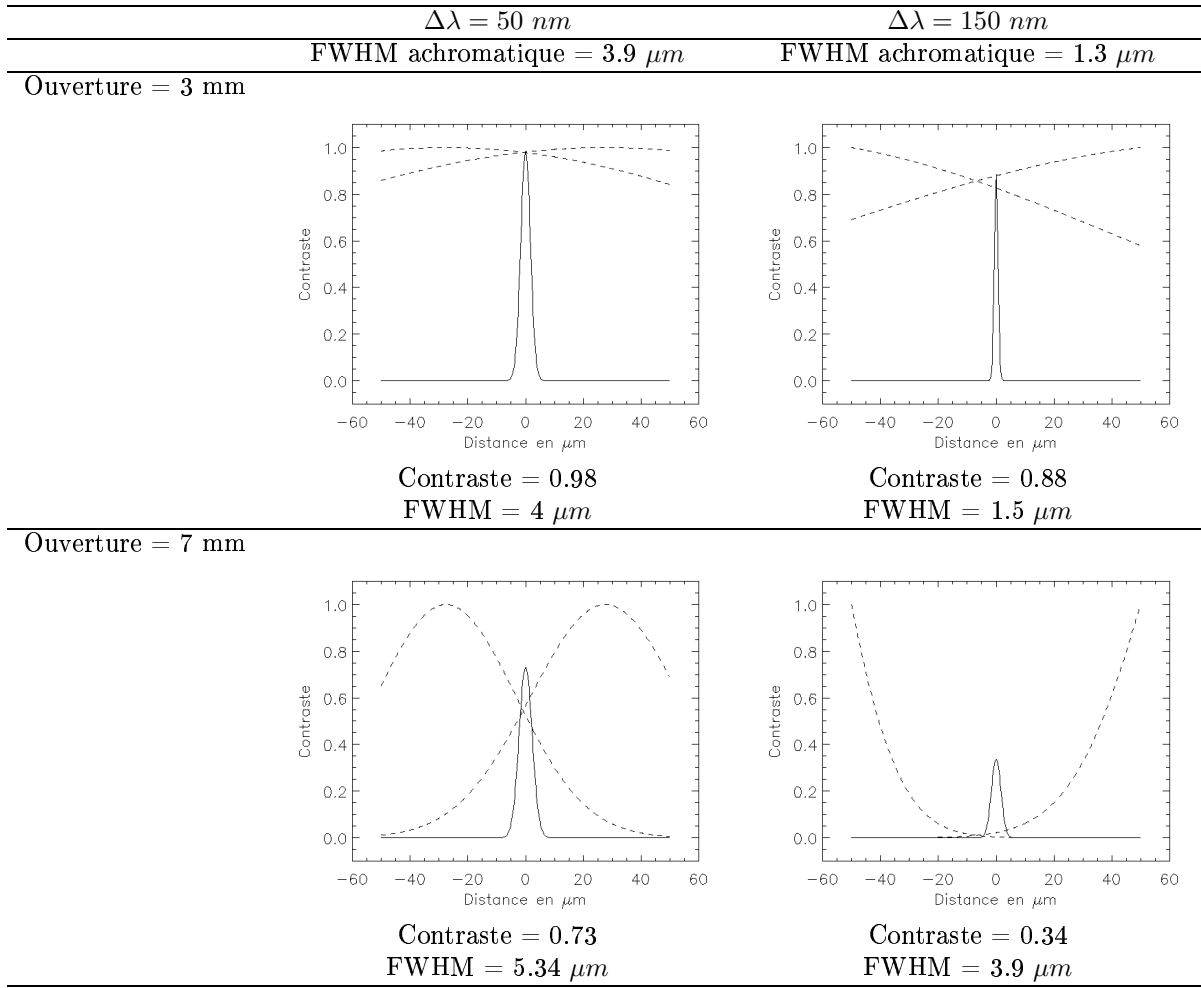


FIG. 2.29 – Variation des profils de sensibilité (traits continus) avec la largeur spectrale et l'ouverture du faisceau dans le cas d'un œil chromatique. Variation des intensités (traits discontinus) pour les valeurs de longueurs d'onde extrêmes du spectre. $\lambda = 770 \text{ nm}$, $n = 1.33$, $f = n \times 17 \text{ mm}$ et $\Delta f = 870 \mu\text{m}/\mu\text{m}$.

de déphasage interférométrique, $\text{ddm}(z, \lambda)/\lambda$, soit maintenu constant par rapport à λ .

Pour illustrer la dispersion chromatique, on introduit volontairement une erreur sur l'épaisseur d'eau compensatrice du bras de référence – avec un œil simulé d'une épaisseur d'eau – de façon à ce que la différence de marche entre les deux bras du Michelson ne soit plus nulle. Dans un bras la lumière n'est pas perturbée alors que dans l'autre elle subit la loi du milieu traversé dont l'indice varie avec la longueur d'onde. On obtient ainsi une dispersion différentielle de la vitesse de groupe du front d'onde. Les conditions de la simulation sont les suivantes : $\lambda = 770 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$, $n = 1.33$, $f = n \times 17 \text{ mm}$, diamètre pupille = 7 mm , $\Delta z_E - \Delta z_R = 2 \text{ mm}$. Comme représenté sur la figure 2.30, le contraste est réduit à 0.6, la résolution axiale à $6.4 \mu\text{m}$ avec des franges décalées de $15.5 \mu\text{m}$ sur l'axe. Ce décalage évoque que la position des franges n'est pas à différence de marche nulle ce qui confirme que la condition d'«isodéphasage» est prépondérante. En défocalisant volontairement un bras par rapport à l'autre pour retrouver les franges en z_0 , on rétablit un contraste de 0.8 avec une résolution axiale similaire au cas précédent. Mais, dans le cas d'un échantillon dispersif chromatiquement, les plans de différence de marche nulle et d'«isodéphasage» ne sont pas confon-

dus comme ils l'étaient dans le cas achromatique ou pour un chromatisme de focalisation.

Sur la figure 2.30 l'œil et l'épaisseur compensatrice de référence ont un indice qui correspond à la reconstruction par la méthode des moindres carrés de la courbe d'indice de l'eau en fonction de la longueur d'onde; à partir de trois valeurs d'indice de l'eau à des longueurs d'onde données, on reconstruit ainsi un polynôme de degré 2. Le degré de ce polynôme a été choisi arbitrairement pour simplifier l'approche, mais il y a peu de chance en fait que l'indice de l'œil prenne les valeurs de celles de l'eau. En reprenant l'équation 2.76, on peut préciser ce point au cas où $n_E(\lambda)$ suit une loi polynomiale.

On utilise l'équation 2.76 pour exprimer le rapport $ddm(z, \lambda)/\lambda$:

$$\frac{ddm(z, \lambda)}{\lambda} = \frac{2(n_E(\lambda)\Delta z_E - n_R(\lambda)\Delta z_R - \Delta z_a)}{\lambda} \quad (2.77)$$

Exprimer la loi de variation polynomiale de l'indice du milieu en fonction de la longueur d'onde revient à donner :

$$\begin{aligned} n_E(\lambda) &= \sum_{k=0}^l a_k \lambda^k \\ n_R(\lambda) &= \sum_{k=0}^m a'_k \lambda^k \end{aligned} \quad (2.78)$$

avec l et m les degrés du polynôme des lois d'indice et a_k et a'_k leurs coefficients. Si l'on choisit $m = l$, on a :

$$\frac{ddm(z, \lambda)}{\lambda} = \frac{2(\sum_{k=0}^l ((a_k \Delta z_E - a'_k \Delta z_R) \lambda^k) - \Delta z_a)}{\lambda} \quad (2.79)$$

et sa dérivée par rapport à λ devient :

$$\frac{\partial(\frac{ddm(z, \lambda)}{\lambda})}{\partial \lambda} = \frac{-2}{\lambda^2} (\sum_{k=2}^m ((a_k \Delta z_E - a'_k \Delta z_R)(k-1)\lambda^k) - a_0 \Delta z_E + a'_0 \Delta z_R + \Delta z_a) \quad (2.80)$$

qui ne s'annule qu'à condition que :

$$\begin{cases} a_0 \Delta z_E = a'_0 \Delta z_R + \Delta z_a \\ \forall k \geq 2, a_k \Delta z_E - a'_k \Delta z_R = 0 \end{cases}$$

Reste alors à distinguer deux cas : $n_E(\lambda)$ et $n_R(\lambda)$ sont des fonctions linéaires ou pas.

Dans le cas où elles sont linéaires, il existe toujours une profondeur Δz_E dans l'échantillon telle que :

$$\Delta z_E = (a'_0 \Delta z_R + \Delta z_a) / a_0$$

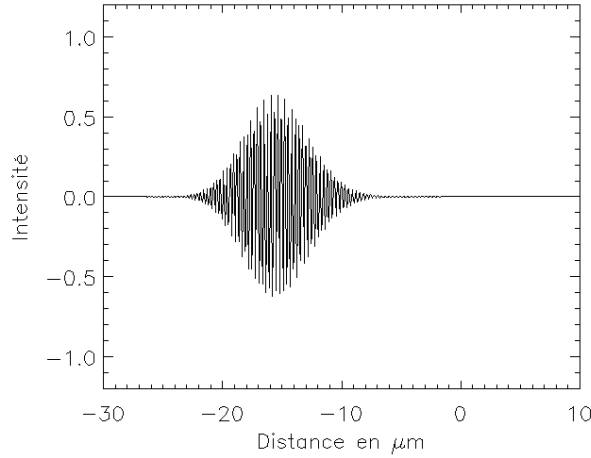


FIG. 2.30 – *Interférogramme pour un système OCT simulé sur un échantillon chromatique pour lequel est introduite une dispersion différentielle des vitesses de groupe entre les fronts d'onde interférant*

donc une profondeur qui permet de se ramener au cas achromatique. Dans le cadre de l'OCT et d'une étude à différentes profondeurs, une fois Δz_R correctement choisie, $\Delta z_R = a_0 \Delta z_{Emin} / a'_0$ et l'ajustement en Δz_E se fait *via* Δz_a uniquement. En fait, dans le cas d'une variation linéaire en fonction de la longueur d'onde de la valeur de l'indice de l'échantillon étudié, la compensation de la dispersion chromatique peut se faire dans le bras de référence par une simple épaisseur d'air. En effet, si $n_E = a_0 + a_1 \lambda$ alors

$$\frac{ddm(z, \lambda)}{\lambda} = 2 \frac{a_0 \Delta z_E - \Delta z_a}{\lambda} + 2a_1 \Delta z_E$$

dont l'expression est constante en fonction de λ si $a_0 \Delta z_E = \Delta z_a$ pour toutes valeurs de longueurs d'onde ce qui est envisageable sans chromatisme de focalisation. En effectuant une adaptation linéaire de la loi de variation de l'indice de l'eau entre 400 et 650 nm (ce qui est inutilisable en pratique à 770 nm), on simule la compensation de la dispersion chromatique sur un œil d'épaisseur 24 mm dans les conditions déjà évoquées ($\lambda = 770 \text{ nm}$, $\Delta \lambda = 50 \text{ nm}$, $f = n \times 17 \text{ mm}$ et diamètre pupille = 7 mm). On obtient alors $a_0 = 1.35433$ et $a_1 = -0.000033$ pour une résolution axiale parfaitement compensée égale à 3.9 μm soit $Lc/2a_0$.

Dans le cas non linéaire, par exemple d'ordre 2, les conditions pour qu'il existe une profondeur dans l'échantillon à laquelle le déphasage reste constant en fonction de la longueur d'onde, deviennent :

$$\begin{cases} a_0 \Delta z_E = a'_0 \Delta z_R + \Delta z_a \\ a_2 \Delta z_E - a'_2 \Delta z_R = 0 \end{cases}$$

On peut alors reproduire une simulation identique à la précédente mais avec un indice d'eau variant comme un polynôme d'ordre 2 en fonction de la longueur d'onde. Pour un œil de 24 mm, on retrouve une résolution axiale de 3.9 μm avec les indices suivants :

a_0	1.37485
a_1	-0.000109
a_2	6.429 10^{-8}
a'_0	1.3749
a'_1	-0.000113
a'_2	6.844 10^{-8}
Δz_a	25.55 mm
Δz_R	-2.129 mm

Les lois d'indice utilisées correspondent à des ajustements paraboliques de l'indice de l'eau entre 400 et 650 nm, à 30°C pour l'œil et à 20°C pour le bras de référence.

Dispersion chromatique et cas général

Dans le cas général, on peut imaginer les indices de l'œil et du compensateur comme des polynômes de degré quelconque. La recherche de la bonne épaisseur de compensation se traduit alors par l'élimination des termes d'ordres supérieurs ou égaux à 2 dans l'expression de la différence de marche. On ne peut pas le faire simultanément à toutes les longueurs d'onde à moins de disposer dans le bras de référence d'un œil artificiel parfait ce qui rendrait toute cette discussion inutile... Pratiquement, on ne peut espérer compenser une dispersion décrite par un polynôme de degré n que par l'introduction de $n - 1$ couches de milieux différemment dispersifs auxquels on ajoute une couche d'air ajustable en épaisseur. On va voir par la suite que ce ne sera pas toujours nécessaire.

Dispersion chromatique et cas d'un œil réel

Jusqu'alors, on a traité l'œil comme une épaisseur de 24 mm d'eau. Si l'indice du vitré est souvent assimilé à celui de l'eau, on ne peut pas en dire autant de l'humeur aqueuse ni du cristallin. Un modèle rigoureux devrait prendre au moins ces trois milieux en considération avec leur indice et leur épaisseur réels. La valeur des indices peut être prise constante à 37°C pour

tous les sujets tout en gardant à l'esprit que les épaisseurs sont susceptibles de varier sensiblement suivant les individus. Mais le principal problème est ailleurs : les indices de l'eau ou des matériaux généralement utilisés en optique ne varient pas comme des polynômes de degré 2, ni même comme des polynômes tout court.

L'eau :

On trouve de nombreux articles consacrés à la mesure de l'indice de l'eau en fonction des longueurs d'onde. Une organisation internationale, l'IAPWS¹⁴, fédère un certain nombre d'activités autour des mesures des différentes constantes de l'eau et de sa vapeur. L'une de ses publications donne en particulier une formule qui permet de calculer l'indice de l'eau *normale* à des températures variables et ce avec une erreur absolue inférieure à 1.5×10^{-5} entre 400 et 700 nm et 10^{-3} au-delà :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = a_0 + a_1 \bar{\rho} + a_2 \bar{T} + a_3 \bar{\lambda}^2 \bar{T} + \frac{a_4}{\bar{\lambda}^2} + \frac{a_5}{\bar{\lambda}^2 - \bar{\lambda}_{UV}^2} + \frac{a_6}{\bar{\lambda}^2 - \bar{\lambda}_{IR}^2} + a_7 \bar{\rho}^2 \quad (2.81)$$

«les quantités ρ , T , λ étant remplacées par des quantités sans dimension, rapportées à des valeurs de référence (1000 kg/m^3 , 273.15 K , 589 nm) et $a_0 - a_7$ étant des constantes.»

$$\begin{aligned} a_0 &= 0.244257733 & a_4 &= 1.58920570 \cdot 10^{-3} \\ a_1 &= 9.74634476 \cdot 10^{-3} & a_5 &= 2.45934259 \cdot 10^{-3} \\ a_2 &= -3.73234996 \cdot 10^{-3} & a_6 &= 0.900704920 \\ a_3 &= 2.68678472 \cdot 10^{-4} & a_7 &= -1.66626219 \cdot 10^{-2} \\ \bar{\lambda}_{UV} &= 0.2292020 & \bar{\lambda}_{IR} &= 5.432937 \end{aligned}$$

A l'évidence, il ne s'agit pas d'un polynôme de degré 2 en λ ...

Verres Schott ou Sumita :

De la même manière, les indices des verres couramment utilisés (BK7, SF5, SiO₂...) ne suivent pas non plus de loi simple polynômiale. Au contraire, l'indice de la plupart des verres, hormis certaines exceptions comme le cristal de quartz par exemple), suit une loi du type :

$$n^2 - 1 = \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (2.82)$$

Cette formule est utilisée chez Schott pour calculer l'indice de la plupart des verres vendus entre 200 et 1100 nm environ. Le tableau suivant donne la valeur des constantes utilisées pour quelques verres classiques.

	Schott BK7	Schott F2	Schott SF2	Schott SF10	CaF ₂	Fused Silica
B ₁	1.03961212E+00	1.34533359E+00	1.40301821E+00	1.61625977E+00	5.67588800E-01	6.96166300E-01
B ₂	2.31792344E-01	2.09073118E-01	2.09073176E-01	2.59229334E-01	4.71091400E-01	4.07942600E-01
B ₃	1.01046945E+00	9.37357162E-01	9.39056586E-01	1.07762317E+00	3.84847230E+00	8.97479400E-01
C ₁	6.00069867E-03	9.97743871E-03	1.05795466E-02	1.27534559E-02	2.52642999E-03	4.67914826E-03
C ₂	2.00179144E-02	4.70450767E-02	4.93226978E-02	5.81983954E-02	1.00783328E-02	1.35120631E-02
C ₃	1.03560653E+02	1.11886764E+02	1.12405955E+02	1.16607680E+02	1.20055597E+03	9.79340025E+01

D'autres fabricants comme Sumita proposent une autre formulation :

$$n_\lambda^2 = A_0 + A_1 \lambda^2 + A_2 \lambda^{-2} + A_3 \lambda^{-4} + A_4 \lambda^{-6} + A_5 \lambda^{-8} \quad (2.83)$$

avec des constantes $A_0 - A_5$ adaptées évidemment.

Dans ces trois cas (eau, verres Schott ou Sumita), la fonction proposée ne suit pas un polynôme de degré n surtout si $n = 2$. Cependant, si l'ajustement d'un tel polynôme sur

14. The International Association for the Properties of Water and Steam

l'intervalle spectral utilisé est possible, alors on sera ramené à un cas où la compensation de la dispersion peut être faite avec un seul matériau associé à une simple épaisseur d'air. Cet ajustement est d'autant plus facile et précis que l'intervalle spectral est étroit.

A titre d'exemple, les courbes de la figure 2.31 donnent l'écart relatif $(n_{fit} - n)/n$ entre un indice décrit par l'une ou l'autre de ces formules et son ajustement (*fit*) par une parabole¹⁵, dans un intervalle de 100 nm, soit entre 720 et 820 nm, pour le SF5, SF10, CaF2, SF13, FK51 et l'eau. On constate alors que l'erreur maximale est toujours inférieure à 10^{-5} , soit la précision même des courbes d'indice.

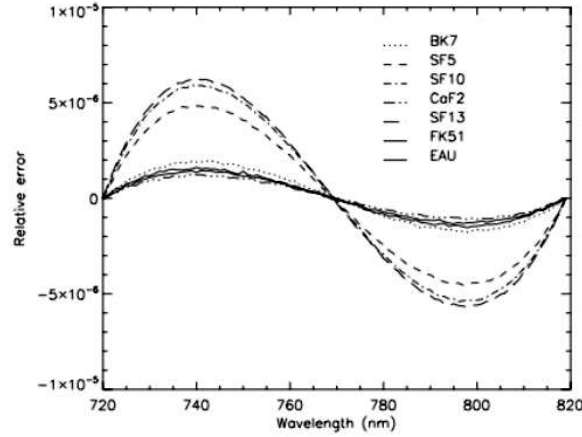


FIG. 2.31 – Erreur relative de l'ajustement des courbes d'indice par une parabole en fonction de la longueur d'onde sur 100 nm de largeur spectrale

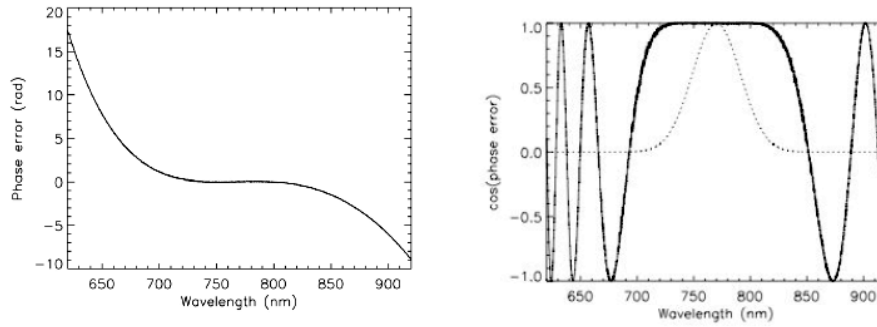


FIG. 2.32 – A la profondeur où la sensibilité est maximale, erreur du terme de déphasage (à gauche) et cosinus de cette erreur (à droite) en fonction de la longueur d'onde. A droite, rappel de l'allure du spectre d'une source de 50 nm de FWHM

Les deux courbes de la figure 2.32 illustrent une compensation de 24 mm d'eau par du BK7 et de l'air en utilisant la méthode d'approximation présentée ci-dessus. On peut voir, pour une position z correspondant au maximum de sensibilité, la variation de l'erreur de déphasage du terme interférant en fonction de la longueur d'onde (à gauche) et le cosinus de cette erreur

¹⁵. ajustement qui s'appuie sur les indices calculés en 3 points : au centre et aux deux extrémités du domaine spectral

(à droite) avec pour mémoire l'allure du spectre de la source quand la largeur à mi-hauteur de ce dernier est de 50 nm.

Même simulation sur la figure 2.33 mais avec un spectre de 150 nm de largeur à mi-hauteur. On voit nettement comment le spectre est rogné aux longueurs d'onde extrêmes et par conséquent pourquoi la résolution axiale va se dégrader du fait de cet amincissement de la bande spectrale effective.

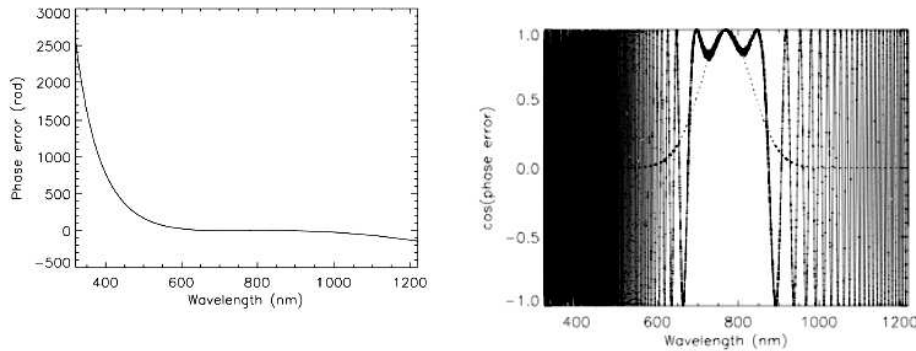


FIG. 2.33 – A la profondeur où la sensibilité est maximale, erreur du terme de déphasage (à gauche) et cosinus de cette erreur (à droite) en fonction de la longueur d'onde. A droite rappel de l'allure du spectre d'une source de 150 nm de FWHM

Conclusions

Le couplage de l'OCT et de l'optique adaptative pour de l'imagerie 3D ophtalmologique a été jusqu'alors envisagé sur une pupille d'œil dilatée à 7 mm et grâce à une source large bande (de l'ordre de 50 nm si on se fie aux expériences précédentes [5, 6]). Dans ces conditions et avec un échantillon chromatique tel que l'œil, la dispersion de la position des plans de focalisation dans le tissu induit une perte de sensibilité et de résolution axiale si bien que sa compensation devient une contrainte supplémentaire du montage sur laquelle on reviendra.

Le chromatisme de l'œil implique un autre effet délétère pour l'OCT : la dispersion différentielle des vitesses de groupe des fronts d'onde interférant. L'étude de ses effets a montré qu'une compensation efficace était envisageable à condition d'ajuster le bras de référence en fonction de l'échantillon en termes de variation d'indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Malheureusement, alors que la compensation est assez abordable avec des courbes d'indice suivant une loi polynômiale de degré 2, aucun indice dans les matériaux couramment utilisés dans les montages optiques, ni même l'eau ou l'indice moyen de l'œil ne varient comme un polynôme de degré 2 en fonction de λ . Cependant, toutes les courbes d'indice étudiées ci-dessus en fonction de la longueur d'onde sont ajustables par un polynôme de degré 2 sur un domaine spectral large de 100 nm avec une précision aussi bonne que la précision sur la mesure de la valeur de l'indice lui-même. On en déduit donc qu'une compensation quasi exacte avec un compensateur fait d'un seul milieu dispersif plus une couche d'air est possible.

Si l'étude du chromatisme de l'œil a su démontrer que pour ses deux «effets OCT» une compensation théorique était envisageable, il faut garder en tête que la complication excessive du montage est également un facteur limitant. On comprendra qu'au vu de la réflectivité de l'œil par exemple, l'empilement d'optiques entre celui-ci et le détecteur n'est pas envisageable. On détaillera par la suite nos choix de compensation et leurs effets.

Pour des largeurs de bande, entre 60 et 200 nm, des équipes de recherche ont démontré le gain de l'OCT monopoint utilisée spectralement, c'est-à-dire avec un spectromètre en amont

du détecteur. Selon les sources d'imagerie utilisées (laser femtoseconde ou diodes super lumineuses haute puissance), ils parviennent sur l'œil humain *in vivo* à des résolutions axiales variant entre $2.1 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$ sur des coupes (x,z) [21, 33, 23, 34, 20]. Si ces systèmes monopoints sont quasiment insensibles au chromatisme focal du fait de la très faible ouverture de faisceau, ils sont tout de même soumis à la dispersion que *Drexler et al* [40] compensent à l'aide d'une cuve d'eau dans le bras de référence en invoquant que la dispersion sur 25 mm d'eau est similaire à celle sur 25 mm du milieu oculaire. C'est une compensation simple dont on constate les effets bénéfiques sur les images d'OCT à balayage.

2.3.7 Remarques sur la biréfringence de l'œil

Position du problème

L'examen *in vivo* de la rétine peut se heurter aux problèmes provoqués par la biréfringence des milieux oculaires comme la cornée, le cristallin ou la rétine. Sont concernées toutes les mesures en lumière polarisée ainsi que tous les systèmes interférométriques.

S'il a bien été montré que la biréfringence du cristallin est négligeable, celle de la cornée en revanche est importante. On sait depuis une vingtaine d'années qu'elle représente à elle seule plus de 80% de la biréfringence totale de l'œil. Plusieurs auteurs ([41, 42]) ont mis en évidence son caractère linéaire, soit l'existence d'un axe lent et d'un axe rapide, perpendiculaires à l'axe optique. Le retard entre axes peut aller jusqu'à 80° [41], soit presque un quart de longueur d'onde. Qui plus est, l'orientation de cette biréfringence est variable d'un sujet à l'autre : de -10° à 40° [41].

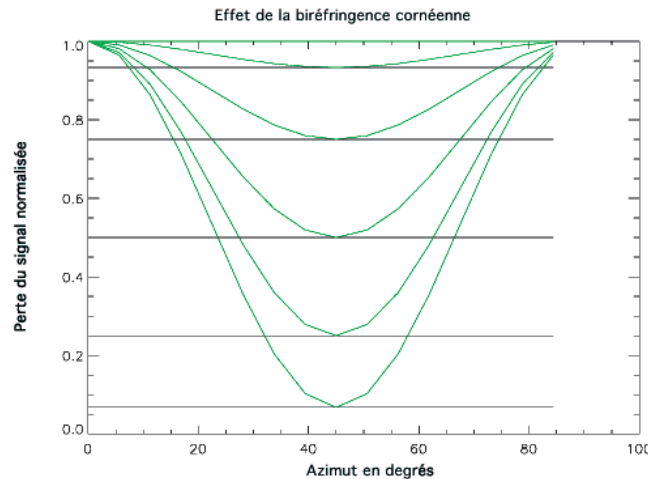


FIG. 2.34 – Simulation de l'effet de la biréfringence cornéenne. Perte du signal en fonction de l'azimut pour des polarisations circulaires (lignes noires) et des polarisations linéaires (courbes vertes) et selon des retards croissants de haut en bas de 0 à 75° .

Une conséquence importante de cette propriété est que toute mesure qui voudrait tirer parti de la lumière renvoyée par un œil, à des fins d'imagerie ou d'aberrométrie par exemple avec un éclairage incident en lumière polarisée, sera affectée par le changement d'état de polarisation occasionné par le double passage dans l'œil. Par ailleurs, toute mesure de type interférométrique, en lumière polarisée ou non, voit immédiatement son contraste diminué.

De nombreux articles rapportent la dépendance de l'intensité du signal retourné par l'œil vis-à-vis de l'état de polarisation de la lumière incidente. Ce phénomène a souvent été interprété, à tort, comme une dépolarisation de la lumière à la traversée des milieux oculaires. La figure 2.34 donne un exemple de perte de signal simulé en lumière polarisée linéairement (courbes

vertes) ou circulairement (traits noirs) pour des retards croissants de 0 à 75° et des azimuts variant entre 0 et 90° . En polarisation linéaire, la perte dépend de l'azimut, pas en polarisation circulaire. A son minimum, le signal restant vaut $S = (1 + \cos(2 \times \text{retard}))/2$.

On constate sur la figure 2.34 que jusqu'à 90% du flux en éclairage polarisé circulairement peut être perdu. Quand la polarisation est linéaire la perte peut-être du même ordre à condition que l'azimut de l'œil ne soit pas aligné avec les polariseurs d'entrée et de sortie du montage.

La lumière retournée par l'œil est toujours polarisée mais son état de polarisation a changé. Dans le cas le plus général d'une polarisation incidente linéaire, la polarisation émergente est elliptique. Même chose pour une polarisation incidente circulaire.

La représentation sur une sphère de Poincaré [41], comme sur la figure 2.35, permet de visualiser ce résultat : l'œil est assimilable à une lame linéairement biréfringente. Son vecteur propre \mathbf{E} est situé sur l'équateur de la sphère. L'azimut de ce vecteur est par définition égal au double de l'angle qui sépare l'axe rapide de la lame équivalente avec une direction arbitraire de référence. Pour une polarisation \mathbf{P}_i incidente quelconque, la polarisation émergente \mathbf{P}_e se déduit par rotation du vecteur état de polarisation (ou vecteur de Stokes) autour de la direction de \mathbf{E} d'un angle égal au retard de la lame équivalente. Pour un œil, ce retard peut atteindre 80° [41]. L'azimut du vecteur propre est également très variable. Une polarisation incidente différente de \mathbf{E} (par définition invariant) peut donc donner lieu à une polarisation émergente fortement excentrique, *i.e* loin de l'équateur. Pour un azimut de 90° (soit un angle de 45° entre \mathbf{E} et la direction de référence) par exemple, une polarisation incidente linéaire donne quasiment une polarisation émergente circulaire et réciproquement. Evidemment, après réflexion sur la rétine, la lumière repasse dans la cornée et y subit de nouveau les effets de la biréfringence.

Comme les coordonnées d'un vecteur de Stokes sont directement reliées (sans être égales) aux composantes du champ électrique sur les axes de référence, il s'en suit que l'amplitude et la phase disponibles dans une direction donnée sont complètement affectées par le double passage dans l'œil. Ainsi l'énergie prélevée après un analyseur ou l'amplitude des interférences avec un faisceau de référence non affecté par la même biréfringence vont-elles fortement dépendre de l'orientation du vecteur propre de l'œil et donc du sujet.

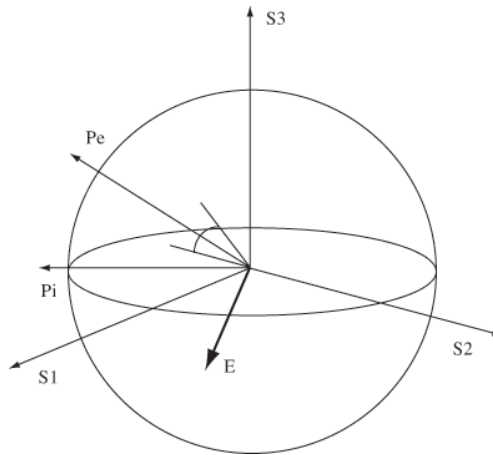


FIG. 2.35 – Illustration de la biréfringence cornéenne dans la sphère de Poincaré

La solution envisagée

Pour compenser la biréfringence linéaire de la cornée, on se propose d'utiliser un compensateur dit de «Babinet-Soleil». Un tel compensateur est réalisé par superposition de 3 éléments : deux prismes A et B identiques montés tête bêche et une lame à face parallèle C. Les trois éléments sont taillés dans un matériau biréfringent. Ils sont montés de sorte que les axes rapides des prismes A et B soient parallèles entre eux et à l'arrête des prismes, mais perpendiculaires à l'axe rapide de la lame C. Lorsqu'on fait glisser le prisme A par rapport au prisme B, perpendiculairement à leur arrête, l'épaisseur h_{AB} de l'ensemble A+B varie. Le changement d'épaisseur optique correspondant est plus grand sur l'axe lent (n_1 grand) que sur l'axe rapide (n_2 petit). L'épaisseur optique totale s'écrit alors :

$$\begin{aligned} h_1 &= h_{AB}n_1 + h_Cn_2 \\ h_2 &= h_{AB}n_2 + h_Cn_1 \end{aligned} \quad (2.84)$$

dont on déduit la différence :

$$h_1 - h_2 = (h_{AB} - h_C)(n_1 - n_2)$$

et selon la position relative des deux prismes, l'ensemble a un effet retardant variable. Cette différence est indépendante de la portion de compensateur choisie ou de l'ouverture. On peut donc imaginer ce compensateur placé dans un plan pupille du montage, par exemple au plus près de la pupille de l'œil.

Une implantation possible

Pour compenser l'effet biréfringent de l'œil, le compensateur est placé devant l'œil de sorte que :

- ses axes sont ajustés pour être parallèle à ceux de l'œil
- son retard soit opposé à celui de l'œil, en simple passage.

Ainsi l'ensemble compensateur/œil est globalement assimilable à un milieu isotrope. Il n'affecte donc pas, dans un passage aller ou aller et retour, l'état de polarisation de la lumière.

Cette solution est envisagée mais elle restera comme une solution de principe pour le moment, le système ayant atteint un degré de complexité suffisant pour le moment.

2.4 Bilan des solutions de principe

2.4.1 Le principe du couplage

Problèmes	Solutions retenues
<ul style="list-style-type: none"> • comment réaliser la tomographie à haute résolution axiale d'un tissu biologique • comment réaliser la tomographie <i>in vivo</i> 	<p>→ utiliser la Tomographie Optique Cohérente</p> <p>→ la tomographie plein champ ⁺¹⁶ : plus de balayage (x,y) ⁻¹⁷ : augmentation des aberrations</p> <p>→ la tomographie Wollaston ⁺ : plus de modulation/démodulation ⁻ : calibration du détecteur et distorsion</p>
<ul style="list-style-type: none"> • comment améliorer la résolution latérale et axiale, le contraste et la sensibilité 	<p>→ insérer de l'optique adaptative dans le bras de l'interféromètre contenant l'œil ⁺ : correction des aberrations sur les faisceaux entrant et sortant de l'œil ⁻ : organiser le transport/conjugaison de pupille sur le miroir déformable qui implique une multiplication des optiques et de nouvelles contraintes sur le dimensionnement du montage</p>
<ul style="list-style-type: none"> • comment optimiser le rendement photométrique de l'interféromètre 	<p>→ utiliser un Michelson polarisé linéairement avec une lame quart d'onde à 45° des polarisations incidentes et un Wollaston ⁺ : 100% du signal est analysé aux transmissions près et les lames quart d'onde filtrent les réflexions parasites instrumentales entre la source et les lames quart d'onde</p>
	.../...

16. + = avantages

17. - = difficultés

- comment transporter la pupille de l'œil → - : orientation des optiques de polarisation et optiques supplémentaires (moins bonne transmission totale, aberrations supplémentaires globales et différentielles, problèmes supplémentaires de réglage, etc...)

+ : possibilité d'installer un diaphragme sur l'image intermédiaire du champ pour arrêter les réflexions parasites cornéennes en particulier
- comment ne pas défocaliser le faisceau dans l'œil par rapport à celui dans le bras de référence → - : multiplication des optiques

+ = la corrélation des PSF de chaque bras est au mieux garantie et la correction du front d'onde se fait dans le plan des interférences d'où une amélioration des performances interférométriques et d'imagerie (résolution, contraste et sensibilité)

- = assurer la synchronisation HASO-bras de référence, la conjugaison des pupilles et des champs dans le bras de sortie de l'interféromètre lors des déplacements
- comment optimiser la fixation du sujet et la reproductibilité du positionnement → utiliser un principe de mire active

+ = imagerie à différentes excentricités dans l'œil

- = encombrement et synchronisation avec l'imagerie
- comment corriger les aberrations de l'œil en dépit de leur variation dynamique dont la fréquence est inconnue → chercher à augmenter la fréquence de boucle de l'optique adaptative jusqu'à parvenir à une reproductibilité de résultats satisfaisants en résolution
- comment garantir la stabilité de la mesure interférométrique et de l'imagerie plein champ en dépit du caractère dynamique et haute fréquence de la correction de l'optique adaptative → geler la forme du miroir déformable pendant la durée d'une pose.

2.4.2 Le principe du montage Wollaston

Problèmes

- comment ne plus perdre 50% du flux incident comme sur l'analyseur à 45° des polarisations incidentes d'un Michelson classique

Solutions retenues

- projeter les polarisations orthogonales sur un prisme de Wollaston à 45°. Le prisme de Wollaston équivaut à deux analyseurs orthogonaux
- = orientation du prisme et distorsions

.../...

- comment garantir que le décalage en phase imposé par la modulation du signal s'applique sur le même champ en dépit des mouvements de l'œil → assurer une mesure simultanée de deux ou quatre interférogrammes séparés par un prisme de Wollaston. Le décalage en phase des faisceaux est assuré avant la projection sur le double analyseur et est indépendant des mouvements
 - = orientation des optiques de polarisation et calibration du détecteur pour assurer la correspondance pixel à pixel d'un interférogramme à l'autre
- comment garantir que le décalage en phase des interférogrammes est le même sur l'ensemble du champ → utiliser le prisme de Wollaston dans un plan pupille
 - = réglage et plan pupille à «partager» avec l'objectif du détecteur
- comment ne plus être limité par le temps d'intégration du détecteur et son temps de lecture → l'utilisation du Wollaston en simultané libère du temps d'intégration du détecteur puisque la prise d'images successives dans le temps devient inutile. Avec une source flashée pendant le temps d'exposition désiré, le temps de lecture du détecteur n'est plus limitant.
 - = si la source n'est pas pulsable, installer un système de shutters équivalent pour garantir le temps d'exposition et la sécurité du patient.

2.4.3 Le choix d'une source d'imagerie

Problèmes

Contraintes

- comment assurer un éclairage plein champ → choisir une source isotrope dans un angle solide minimum correspondant au cône d'entrée dans l'objectif de microscope
- comment assurer la résolution latérale théorique → la taille de la pupille et la focale de l'œil étant fixées, la résolution latérale dépend de la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction dans l'œil soit $f\lambda/D$ qui doit être inférieure ou égale à la résolution recherchée. La résolution latérale théorique dépend de fait de la longueur d'onde de la source
- comment assurer la résolution axiale théorique → la résolution axiale dépend de la longueur de cohérence de la source soit la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de l'interférogramme proportionnelle à $\lambda^2/\Delta\lambda$. Si la longueur d'onde est choisie, la résolution théorique dépend de la largeur spectrale de la source. La largeur de bande doit être choisie en considérant également les effets destructeurs induits par le chromatisme de l'œil

.../...

- comment assurer un éclairage sécurisant pour le patient → des normes de sécurité dépendant de la longueur d'onde et de la durée d'éclairement sont disponibles pour les lasers. La limite obtenue pour les lasers garantit la sécurité pour d'autres sources incohérentes. Le flux sécurisant divisé par la transmission du montage de la source à l'œil donne la puissance maximum utilisable de la source
- comment se prévenir de la formation de tavelures sur la rétine qui nuisent à l'imagerie plein champ → choisir une source incohérente spatialement
- comment séparer le temps de pose de la fréquence de lecture de la caméra → choisir une source pulsable ou installer un système de shutters idoine
- comment imager correctement au cœur de la rétine → choisir une longueur d'onde susceptible de pénétrer les tissus profondément et d'être rétrodiffusée de façon cohérente par la couche d'intérêt

2.4.4 Le choix d'un détecteur

Problèmes

Contraintes

- comment assurer le contraste et la sensibilité → choisir un détecteur adapté à la longueur d'onde choisie et dont le bruit de lecture – dominant – est inférieur au bruit de photon lui-même fixé par les exigences de rapport signal à bruit de l'expérience d'imagerie par optique adaptative et le flux imposé par les normes de sécurité oculaire
- comment imager à la bonne résolution et avec les quatre champs attendus → choisir une taille de pixels permettant en fonction du grandissement du montage un échantillonnage de l'information suivant le critère de Shannon et un nombre de pixels adapté à l'imagerie de quatre champs simultanément
- comment optimiser la détection → la caméra doit être interfaçable pour un traitement instantané du signal interférométrique indispensable aux réglages et pour être synchronisée avec la mire active et les shutters de sécurité.

2.5 Conclusion

Dans un contexte il est vrai largement orienté par les expériences précédentes menées au sein de l'équipe, on parvient ici à la démonstration – au moins théorique – de l'intérêt de l'usage combiné des techniques d'optique adaptative et de tomographie optique cohérente pour de l'imagerie rétinienne *in vivo* haute résolution. D'autant que la tomographie est améliorée d'un principe de simultanéité dans la détection d'interférogrammes en quadrature et que le montage est également équipé d'un système de mire active destiné à faciliter la localisation de l'imagerie dans la rétine. L'adaptation à l'œil de ces techniques – les réponses de principe – a

alors été détaillée afin d'estimer les différentes contraintes, que celles-ci soient liées au vivant ou aux exigences de sensibilité. Reste maintenant à établir un choix de configuration du montage, c'est-à-dire tirer le meilleur parti de cette étude en intégrant bien tous les paramètres du choix.

Chapitre 3

Choix d'une configuration de couplage

Sommaire

3.1	Préambule	90
3.2	Le détecteur	91
3.2.1	Les critères	91
3.2.2	Le choix	91
3.2.3	Calibration/mesure/comparaison des performances du détecteur . .	92
3.3	Le miroir déformable	93
3.3.1	Les critères	93
3.3.2	Le choix	95
3.4	Le schéma optique	96
3.4.1	Le montage optique	96
3.4.2	Le dimensionnement	99
3.5	La source d'imagerie	103
3.5.1	Les critères	103
3.5.2	La source choisie	106
3.6	La source de référence de l'optique adaptative	107
3.6.1	Les lames séparatrices dichroïques	107
3.7	L'analyseur de surfaces d'onde	108
3.8	Le contrôle d'interface	109
3.8.1	Éléments constitutifs	109
3.8.2	Le diagramme fonctionnel	109
3.8.3	L'encombrement	110
3.8.4	Les systèmes d'exploitation et les interfaces utilisateur	110
3.8.5	L'interface sujet-instrument	111
3.8.6	La hauteur de faisceau	111
3.8.7	Interfaces logicielles	111
3.8.8	Les interfaces électroniques	111
3.8.9	Description des fonctions logicielles	111
3.9	Conclusion	113

3.1 Préambule

D'après les travaux de *Delori et al* [12], il faut maintenir la longueur d'onde d'imagerie au-dessus de 600 nm sous peine sinon de compromettre la réflectance de l'œil. Ces grandes longueurs d'onde diffusent également moins au cœur des tissus. Cependant, on peut interpréter cet effet différemment en évoquant que les courtes longueurs d'onde, pénétrant moins profondément, sont de fait moins soumises aux effets de diffusion [4]. Si on considère maintenant le principe d'OCT – qui permet une imagerie limitée en profondeur – on peut arguer qu'une diffusion réduite dans la zone d'intérêt lui est profitable. D'autant qu'on l'assortit d'une capacité à pénétrer plus profondément tout en réduisant la dispersion chromatique. Enfin, l'analyse de front d'onde et par conséquent sa correction sont plus faciles sur de grandes longueurs d'onde. Pour se convaincre d'une telle idée : d'une part la limite de diffraction est proportionnelle à la longueur d'onde, elle est donc plus « facile » à atteindre à 770 nm qu'à 550 nm, d'autre part le déroulement complet de la phase, 2π , correspond à la longueur d'onde dans l'espace correspondant, espace qui est allongé avec de grandes longueurs d'onde et donc plus « facile » à échantillonner pour l'analyseur de surface d'onde.

Paradoxalement, les travaux de *Lopez-Gil et al* [13] en 1997 tendent à démontrer de meilleures performances dans le vert (550 nm) que dans le proche infrarouge (633 nm) pour l'imagerie de rétine. L'amplitude du signal revenant de l'œil aux fréquences spatiales caractéristiques des photorécepteurs décroît entre le vert et le proche infrarouge. A 550 nm, pour une gamme de fréquences spatiales autour de 20 cycles/degré, la FTM expérimentale est deux fois plus importante qu'à 633 nm. Néanmoins, tant que l'on ne situera pas la zone réfléchissante de la rétine pour l'imagerie des photorécepteurs, qui dans le cas de *Glanc et al* ou *Lopez-Gil et al* est difficilement cernable du fait de la prondeur de champ de plusieurs dizaines de microns, la discussion restera très incomplète.

On a évoqué précédemment la nécessité de dilater la pupille du patient pour augmenter le flux entrant/sortant de l'œil et diminuer la taille de la tache de diffraction, quitte à dégrader le front d'onde et à révéler les effets du chromatisme de focalisation. Sa valeur a été jusqu'alors fixée à $D = 7mm$. La focale de l'œil l'étant également, $f \simeq 17mm$, la limite théorique de la résolution, $f\lambda/D$, est alors seulement dépendante de la longueur d'onde d'observation, avec de meilleures performances par conséquent aux courtes longueurs d'onde. Entre 550 et 770 nm, la limite théorique de résolution passe de 1.3 à 1.9 μm et en matière de photorécepteurs, de tels diamètres renvoient aux cônes proches de la fovéa. L'essentiel des essais d'imagerie *en face* se placent pour le moment à des excentricités supérieures à 0.5 °, là où les photorécepteurs ont des diamètres supérieurs à 3 μm et sont plus distants les uns des autres. Quand on abordera la fovéa, il faudra évidemment réduire la taille de la tache de diffraction mais certainement en dessous du diamètre des cônes pour les distinguer les uns des autres en dépit du confinement de leur disposition.

Quoiqu'il en soit, utiliser une source d'imagerie dans le proche infrarouge n'est pas rédhibitoire quant à la résolution latérale accessible pour de l'imagerie ophtalmologique et les diverses considérations sur la réflectance de l'œil à de telles longueurs d'onde ainsi que la réduction de la diffusion et le confort du patient nous ont amené à chercher une source dans cette gamme de longueur d'onde. Comme déjà largement évoqué, la LED à 770 nm utilisée pour la première expérience d'OCT plein champ ophtalmologique [6] semble parfaitement convenir. D'autant qu'une imagerie faite dans une telle gamme autorise de conserver la barette de LEDs servant à la mire active. En effet le recouvrement des spectres de la LED d'imagerie et des LEDs de la mire active est suffisamment petit pour pouvoir séparer les spectres des deux sources à l'aide de lames dichroïques et ainsi transmettre la lumière de la mire active vers l'œil tout en réfléchissant le faisceau rétrodiffusé par la rétine vers l'interféromètre. On reviendra bien évidemment sur le détail du choix de la source d'imagerie.

3.2 Le détecteur

3.2.1 Les critères

La limite de diffraction dans l'œil (pupille dilatée à 7 mm) à 770 nm est de $1.9 \mu m$. L'échantillonnage sur le détecteur devant respecter au minimum le critère de Shannon*, soit grossièrement une tache d'Airy répartie sur deux pixels, et la taille du champ imagé ayant été fixée à 1° , on peut estimer le nombre de pixels minimum nécessaires à la détection simultanée de quatre interférogrammes :

$$1^\circ \Rightarrow f_{\text{œil}} \times \frac{\pi}{180} \simeq 297 \mu m$$

$$N_{\text{pixel}} = \frac{297}{1.9} \times 2_{(\text{Shannon})} \times 2_{(4\text{-phases})} \simeq 635$$

soit un détecteur présentant au minimum 635×635 pixels.

Les résultats satisfaisants obtenus avec de l'optique adaptative simple sur l'œil rendent un signal par pixel de 3200 photoélectrons [5] sur la plupart des images soient environ 1000 ADU. De ces 1000 ADU, environ 150 ADU participent à la distinction de l'information du fond, pour un signal sur bruit final (environ 5) suffisant à la résolution des photorécepteurs sur la rétine. 3200 photoélectrons par pixel renvoient à un bruit de photoélectrons *rms* de $56 e^-$. Le bruit de photons est un bruit dont une mesure ne peut se départir puisqu'il est directement lié au signal, on cherche donc à limiter l'ensemble de la mesure par ce bruit. Le détecteur à élire devra donc avoir un bruit de lecture inférieur à $56 e^-$ *rms* et un bruit quantique négligeable.

La durée limitante pour la mesure est le temps de lecture du détecteur qui limite la fréquence de prise d'images. Dans la configuration optique adaptative, la caméra 12 bits permet la prise d'un champ de 1° (315×315 pixels) toutes les 150 ms.

3.2.2 Le choix

Le choix de la caméra CCD a donc été guidé par les résultats obtenus en optique adaptative ophtalmologique au sein de l'équipe et c'est pourquoi nous avons cherché à reproduire les mêmes performances adaptées à la détection infrarouge.

Le choix s'est porté sur le modèle CoolSNAPes Monochrome de la société Photometrics. D'après le fabricant la caméra affiche 1392×1040 pixels de $6.45 \times 6.45 \mu m^2$ avec une numérisation 12 bits à 20 Mhz, ce qui correspond à un espace de détection de $8.77 \times 6.6 mm \times mm$; le signal peut être «re-échantillonné» par l'utilisateur grâce à un *binning* bi-dimensionnel 2×2 , 3×3 ou 4×4 ; le temps de lecture minimum du détecteur à transfert de trames est de 91 ms – compatible avec notre contrainte de 150 ms; son efficacité quantique est d'environ 35% à 770 nm [Figure 3.1], son bruit de lecture annoncé à $8 e^-$ *rms* et son courant d'obscurité de $1 e^- / \text{pixel} / s$ soit très inférieur au bruit de lecture.

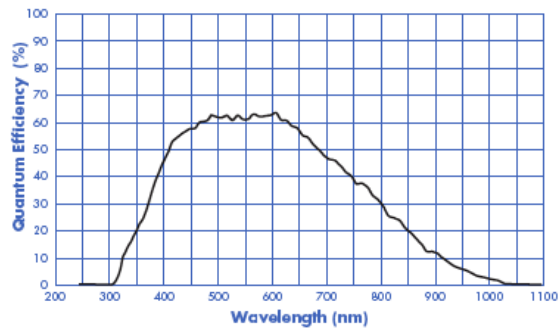


FIG. 3.1 – Efficacité quantique de la caméra CCD CoolSNAPes Monochrome entre 200 et 1100 nm

3.2.3 Calibration/mesure/comparaison des performances du détecteur

Pour confirmer les valeurs énoncées par le constructeur, une calibration/mesure/comparaison est nécessaire sur le détecteur CoolSNAP afin de fixer notre choix. Au moment de faire ces tests, le distributeur nous a prêté le modèle CoolSNAPcf qui diffère du modèle CoolSNAPes par sa sensibilité dans le proche infrarouge (coefficient de conversion quantique meilleur dans le proche infrarouge pour le modèle es), la taille de ses pixels ($4.65 \mu m$ au lieu de 6.45) et le bruit de lecture (cf: $15 e - rms$, es: $8 e - rms$) mais c'est bien sur le modèle cf que la calibration/mesure/comparaison a été faite. Les tests effectués sont les suivants :

1. mesure de temps de lecture du détecteur proche de la saturation pour différents temps d'exposition et tailles d'images et comparaison avec la caméra QImaging ayant servi à l'expérience d'optique adaptative. Les tailles d'images ont été choisies pour correspondre à un champ de $4 \times 1^\circ$ ($\simeq 700 \times 700$ pixels) et de 3° ($\simeq 1000 \times 1000$ pixels), soit les prévisions pour l'imagerie OCT-OA et OA simple
2. mesure du bruit de lecture dans l'obscurité et mesure du facteur de conversion en $e - /ADU$
3. comparaison de la sensibilité de cette caméra avec la caméra QImaging.

1. QImaging, Binning 1 :

Taille de l'image	Temps de lecture en ms (Temps d'exposition en ms)
400×400	100 (1), 100 (10), 100 (100)
700×700	140 (1), 140 (10), 140 (100)
1000×1000	185 (1), 185 (10), 185 (100)

CoolSNAPcf, Binning 1 :

Taille de l'image	Temps de lecture en ms (Temps d'exposition en ms)
400×400	63 (1), 61 (10), 100 (100)
700×700	116 (1), 116 (10), 113 (100)
1000×1000	225 (1), 225 (10), 215 (100)

QImaging, Binning 2 :

Taille de l'image	Temps de lecture en ms (Temps d'exposition en ms)
200×200	47 (1), 47 (10), 100 (100)
350×350	71 (1), 71 (10), 100 (100)
500×500	94 (1), 94 (10), 100 (100)

CoolSNAPcf, Binning 2 :

Taille de l'image	Temps de lecture en ms (Temps d'exposition en ms)
200×200	36 (1), 35 (10), 100 (100)
350×350	50 (1), 58 (10), 100 (100)
500×500	67 (1), 70 (10), 100 (100)

Mesures dont on tire que le comportement des deux caméras est sensiblement le même, avec une lecture légèrement plus rapide pour la caméra CoolSNAPcf sur de petits formats dans ces conditions (l'interface est écrite sous Labview)

2. Facteur de conversion : QImaging = $4.5 e - /ADU$ et CoolSNAPcf = $4.2 e - /ADU$, soit encore une fois des performances très proches et puisque la caméra CoolSNAPcf fonctionne sous 12 bits, on doit s'attendre à un nombre d'électrons à la saturation de l'ordre de 17200 qui correspondent à environ 57300 photons à 770 nm.

Bruit de lecture : Q Imaging = $14.4 e - rms$ et CoolSNAPcf = $13.3 e - rms$ performances similaires légèrement en faveur de la caméra CoolSNAPcf mais différentes de ce qu'annonçaient les fabricants ($10 e - rms$ pour QImaging et $15 e - rms$ pour CoolSNAPcf). On en déduit que le signal avec la caméra CoolSNAPcf est limité par le bruit de photon à partir de 50 ADU (on rappelle que dans l'expérience d'optique adaptative, le signal des photorécepteurs est de l'ordre de 150 ADU). En passant à la caméra CoolSNAPes, le bruit de lecture est annoncé à $8 e - rms$ par le fabricant ce qui donnerait un signal limité par le bruit de photon, toutes choses égales par ailleurs, à partir d'environ 20 ADU !

3. sur un même objet, on mesure la sensibilité des deux caméras en ADU/pixels² et encore une fois, on parvient aux mêmes performances (à 550 nm).

Après ces différents tests, le choix a été confirmé de prendre pour détecteur la caméra CCD CoolSNAPes. Ces caractéristiques mènent à une détection très vite limitée par le bruit de photon et d'une bonne sensibilité dans le proche infrarouge (comparable à celle de la caméra QImaging) tout en garantissant une fréquence de lecture compatible avec nos contraintes et ce pour un prix sensiblement inférieur à la caméra QImaging. Même si les tests n'ont pas (encore) été effectués sur la caméra CoolSNAPes, on retient les caractéristiques suivantes :

Caméra CCD CoolSNAPes	
temps de lecture minimum (binning 1 400×400 pixels)	47 ms
temps de lecture minimum (binning 2 200×200 pixels)	36 ms
coefficient de conversion quantique à 770 nm	35%
facteur de conversion	4.2 e ⁻ /ADU
bruit de lecture	8 e ⁻ rms

3.3 Le miroir déformable

3.3.1 Les critères

La taille de la pupille utile du miroir déformable va ordonner le dimensionnement des optiques de transport de la pupille du montage et par conséquent l'encombrement de celui-ci. Cependant, cette contrainte ainsi définie ne peut pas être considérée comme de premier ordre et on se contentera plutôt d'établir sa compatibilité avec le reste des contraintes.

Le nombre d'actionneurs du miroir déformable: si pour le moment personne n'est en mesure d'estimer l'optimum ophtalmologique, on peut s'inspirer des résultats obtenus avec le BIM13 [5] et le Xinetics 37 actionneurs [29]. Ce qu'il paraît est que, contrairement à l'atmosphère, les aberrations de l'œil varient davantage aux ordres élevés qu'aux bas ordres et que bien sûr leur amplitude est plus grande sur yeux amétropes que sur leur équivalent emmétropes. On admet communément que les aberrations sur des yeux emmétropes sont comprises entre 0.1 et 0.7 μm rms. Les résultats obtenus par la société *Imagine Eyes* révèlent que sur des yeux emmétropes les amplitudes nécessaires à la correction du front d'onde peuvent atteindre 1 μm ce qui fixe de fait une contrainte sur la course du miroir. Bien évidemment, les systèmes de correction/analyse par optique adaptative ne sauraient se contenter de n'agir que sur des yeux emmétropes d'autant que de nombreuses pathologies se déclarent sur des sujets âgés plutôt amétropes. Par exemple, une mesure faite sur un patient jeune – et faiblement amétrope – souffrant d'un kératocône¹ renvoie déjà à une déformation du front d'onde de l'ordre de 2 μm rms imposant des courses pour le miroir du même ordre. La flèche du miroir BIM13, utilisé dans l'expérience d'imagerie optique adaptative, n'est que de $\pm 6 \mu m$ et deviendra vite insuffisante dans le cas d'amétropie plus prononcées. Pour s'en convaincre, on peut chercher à estimer la course nécessaire en fonction d'une amétropie provoquée uniquement par de la myopie ou de l'hypermétropie, c'est-à-dire traduisible simplement en termes de défocalisation. Si on se reporte à l'Annexe B, on peut exprimer le coefficient de Zernike z_4 correspondant à la défocalisation en termes de dioptries :

$$\begin{aligned}
 \text{défocalisation} &= \left(\left(\frac{1}{f_{\text{œil}}} - V_{[\text{dioptries}]} \right)^{-1} - f_{\text{œil}} \right) \times 10^6 \quad [\mu m] \\
 z_{4rms} &= \frac{\text{défocalisation}}{16\sqrt{3}N^2} \quad [\mu m \text{ rms}] \\
 N &= 17/7
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

1. Le kératocône est une maladie de l'œil se traduisant par une déformation et un amincissement de la cornée.

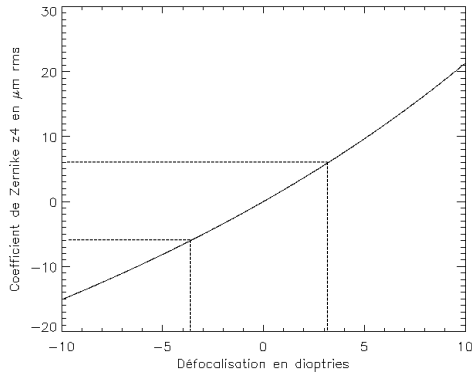


FIG. 3.2 – Variation du coefficient de Zernike de défocalisation z_4 normalisé en μm en fonction de la défocalisation exprimée en dioptries

Remarque : un verre de D dioptries compense parfaitement une défocalisation de $-D$ dioptries. On se serait donc attendu à ce que la courbe de la figure 3.2 soit paire. Elle ne l'est pas parfaitement parce que l'équation qui la génère est un mélange d'un calcul au premier ordre [Annexe B] et d'un calcul exact (défocalisation métrique en fonction de la défocalisation en dioptries). L'approximation faite simplifie l'approche mais biaise légèrement l'analyse.

Un œil ne présentant qu'un unique terme de défocalisation est évidemment un cas d'école, la plupart d'entre nous souffre, parfois sans le savoir, d'astigmatisme qui constitue une des principales aberrations à corriger. Les électrodes du BIM13 sont réparties sur deux cercles de 6 électrodes chacun avec 1 électrode centrale et cette répartition est mal adaptée à la correction des deux termes orthogonaux de l'astigmatisme. La raison fondamentale en est que 6 n'est pas un multiple de 4, 4 étant le nombre d'actionneurs minimum nécessaires à la correction d'un astigmatisme. Donc, si avec 4 actionneurs on peut corriger un terme d'astigmatisme, avec 6 on ne peut pas corriger deux termes d'astigmatisme définis orthogonaux (on passe de l'un à l'autre par une rotation de 45° de la projection 2D du front d'onde). Le nombre d'actionneurs du miroir doit donc être revu à la hausse pour satisfaire à nos besoins.

Pour ces raisons, notre première idée a été de transformer le BIM13 en BIM31, c'est-à-dire de d'abord multiplier le nombre d'actionneurs en écartant pour le moment la possibilité de disposer d'une course significative pour corriger des yeux amétropes. La pupille du BIM31 de la société *CI-LAS* mesure 50 mm (la distance inter actuateurs est contrainte par la tension de fonctionnement de 400 V et plus on multiplie les degrés de liberté, plus la taille de la pupille de fait augmente) de diamètre environ ce qui pose quelques problèmes de dimensionnement du couplage. L'étude a été faite et est parvenue à la conclusion qu'il fallait utiliser des paraboles hors-axe de 762 mm de focale avec des lentilles de focale 120 mm (Figure 3.3). L'usage

et illustrer la variation de z_4 en fonction de la valeur de la défocalisation du front d'onde en dioptries comme sur la figure 3.2. On y constate que le BIM13 est inefficace à partir d'environ ± 3 dioptries alors que -3 dioptries est une valeur de myopie assez largement répartie au sein de la population. Au contraire, un miroir présentant une course supérieure à $\pm 20 \mu\text{m}$ serait en mesure de corriger des myopies de -10 dioptries, qualifiées de pathologiques et donc représentant une limite supérieure des défocalisations dans une population.

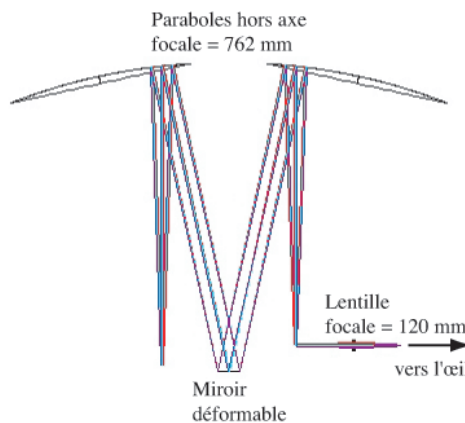


FIG. 3.3 – Schéma de principe de conjugaison de la pupille de l'œil sur le miroir déformable BIM31 de 50 mm de pupille utile dans le montage couplé OCT-OA

hors-axe des paraboles est bien sûr à l'origine d'un fort astigmatisme dans le faisceau et la courte focale des lentilles d'une dégradation supplémentaire du front d'onde essentiellement due aux aberrations sphériques. Sans parler de l'encombrement total du montage... Alors que nous étions prêts à passer commande, une nouvelle technique de miroir déformable a été évoquée dont les performances paraissent parfaitement adaptées à nos besoins.

3.3.2 Le choix

«Les premiers miroirs déformables pour l'optique adaptative étaient actionnés par des éléments piézo-électriques, suivant 2 technologies différentes : les miroirs à empilement de barreaux piézo-électriques – dits piezo-stack – et les miroirs piezo – dits bimorphes –.

Pour les miroirs piezo-stack, des tiges de matériau actif piézoélectrique sont pris entre la face arrière de la surface réfléchissante et un bâti rigide. Chaque actionneur se comporte comme un vérin : lorsqu'on applique une tension à une de ces tiges (de quelques millimètres de diamètre et de quelques centimètres de longueur), elle change de longueur (de quelques microns) et « pousse » ou « tire » sur la surface réfléchissante qu'elle déforme en fonction. Ces actionneurs sont commandés en *déplacement*, c'est-à-dire que la commande appliquée à un actionneur correspond à un déplacement souhaité sur cet actionneur.

Les miroirs bimorphes piezo (appelés aussi miroirs à courbure) sont composés de 2 couches de matériau piézoélectrique collés sur la face arrière de la surface réfléchissante. Un actionneur est donc constitué de 2 éléments piézo : lorsqu'on applique une tension, les 2 éléments se dilatent différemment et créent une courbure locale.

Ces 2 types de miroirs sont fiables et faciles à utiliser mais posent un problème insoluble : la taille des actionneurs et l'espace minimum entre eux. La taille d'un actionneur piezo-stack ou à courbure est typiquement de plus de 5 mm et la tension de commande de 400 V – propice à de forts échauffements – imposent une distance interactionneurs minimale. Ce qui mène évidemment à une taille minimum en fonction du nombre de degrés de liberté du système (avec 185 actionneurs espacés de 7 mm sur NAOS², le diamètre du miroir déformable est de 110 mm) et finit souvent par devenir la contrainte principale du dimensionnement d'un système d'optique adaptative. Cela interdit en particulier les systèmes compacts au même titre que ceux à très grand nombre d'actionneurs.

Pour résoudre ce problème, plusieurs équipes cherchent à remplacer l'actionnement pié-

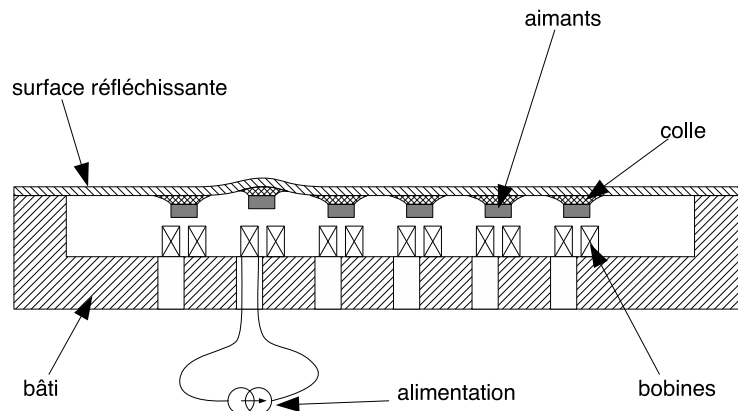


FIG. 3.4 – Principe schématisé du miroir magnétique développé au LAOG

zoélectrique par d'autres types : électrostatique, magnétique, pneumatique... Le LAOG³ a dé-

2. Nasmyth Adaptive Optic System

3. Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble

veloppé un miroir actionné magnétiquement, similaire au principe d'un haut-parleur. Des aimants sont collés sur la face arrière de la surface réfléchissante qui est suspendue sur les bords, et des bobines sont fixées sur un bâti en face de chaque aimant comme illustré sur la figure 3.4. Lorsqu'un courant parcourt une bobine, elle attire ou repousse l'aimant qui est en face,

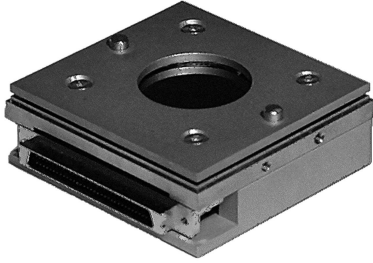


FIG. 3.5 – Miroir magnétique 52 actionneurs

et déforme donc la surface réfléchissante. Si la déformation locale est négligeable devant la distance au repos entre l'aimant et la bobine (ce qui est le cas dans les utilisations courantes), la force produite par l'actionneur est indépendante de sa position, le miroir est commandé en *force*. Si plusieurs actionneurs voisins sont actionnés dans le même sens, les forces s'ajoutent et le déplacement résultant aussi. On peut ainsi obtenir des déformations de basse fréquence spatiale de grande amplitude (jusqu'à $50\ \mu\text{m}$ en tip-tilt!), alors que les déformations inter-actionneurs sont faibles ($1\text{-}2\ \mu\text{m}$). Cette capacité permet dans certains cas de se passer de miroir tip-tilt additionnel mais elle oblige à gérer les problèmes de piston qu'introduira une telle course dans un montage interférométrique haute résolution. C'est à l'usage qu'on pourra estimer cet effet et le compenser.

Le miroir proposé pour notre montage a 52 actionneurs disposés sur une grille carrée 8×8 au pas de $2.5\ \text{mm}$ (3 actionneurs sont « retirés » dans chaque coin au schéma d'un carré parfait). Il est recommandé de placer le bord de la pupille au milieu des deux dernières rangées d'actionneurs, ce qui donne une pupille utile théorique inférieure à $6 * 2.5 = 15\ \text{mm}$, soit pour simplifier $14\ \text{mm}$.⁴

3.4 Le schéma optique

Le schéma optique du couplage est représenté sur la figure 3.6. Pour un détail complet du montage se reporter aux documents annexes détaillant l'arbre des produits et la procédure d'alignement. Plusieurs études ont été faites avant de parvenir à ce montage qui présente plusieurs intérêts :

- toutes les optiques sont utilisées sur l'axe (contrairement à un système utilisant des paraboles hors-axe pour conjuguer la pupille sur le miroir déformable) ce qui minimise la déformation du front d'onde
- on procède à un minimum de repliement du faisceau ce qui permet de réduire le nombre d'optiques sur le montage et donc d'en améliorer la transmission et l'alignement
- l'angle entre les faisceaux au niveau des miroirs (MD) et (MR) est ajustable en fonction de la place disponible sur le banc d'optique et ce sans dégrader le front d'onde.

3.4.1 Le montage optique

Le bras d'entrée

La source (S) est placée au foyer d'un objectif de microscope (LE1) au sortir duquel chaque point de la source forme un faisceau colimaté intercepté par un polariseur de Glan-Thompson (PE) qui oriente linéairement le champ électrique du faisceau polarisé suivant l'orientation de (PE). La source (S) définit la pupille du montage en l'absence d'œil. Le choix de la position du polariseur est fixé pour le moment par l'allure du faisceau. En le plaçant dans un faisceau colimaté, on réduit l'effet d'éventuelles aberrations qu'il pourrait introduire. Réduction d'autant plus importante que le polariseur est amené à être tourné de façon à équilibrer les intensités dans chaque bras de l'interféromètre en fonction de la nature des échantillons.

4. Informations recueillies auprès de Zoltan Hubert, LESIA, ancien membre du LAOG, ayant participé à la conception du miroir déformable magnétique

Le bras de mesure inclut un système d'optique adaptative constitué d'un miroir déformable (MD) et d'un analyseur de surface d'onde (HASO) conjugués avec la pupille de l'œil. L'optique adaptative est utilisée en double passage.

Le bras de référence

La voie de référence est symétrique de la voie de mesure. Le miroir déformable y est remplacé par un miroir plan de renvoi (MR). Le bras de référence se termine par un œil artificiel, mobile le long de l'axe optique. Le mouvement de l'œil artificiel dans une partie afocale du faisceau assure, sans défocalisation, la variation de la longueur du chemin optique qui permet de sonder la rétine à différentes profondeurs [§3.4.2] en conservant une différence de marche nulle entre les deux bras. La conception de l'œil artificiel assure par ailleurs la conjugaison des pupilles d'entrée et de sortie du système, pour une position moyenne de focalisation.

Le bras de sortie

Les faisceaux de mesure et de référence sont tous les deux séparés dans deux voies par un cube non polarisant (CNPS). Sur l'une des voies, une lame quart d'onde (QOS) retarde l'un des faisceaux par rapport à l'autre. La recombinaison des quatre faisceaux est réalisée dans un prisme de Wollaston (WS). La pupille du montage est conjuguée sur le Wollaston au niveau de LS3 *via* (LS1-LS2) avec un grandissement de 1.0. Une lame demi-onde (DOS) permet d'orienter les polarisations à 45° par rapport aux axes du cube. La figure 2.14 a déjà présenté le principe avec l'orientation des polarisations le long du cheminement du faisceau.

Le faisceau accomplit un chemin optique similaire dans les deux voies jusqu'à la caméra. Le cube séparateur renvoie à 90° le faisceau vers MS2, lui-même à 45° . Les miroirs (MS1) et (MS3) ne sont pas orientés à 45° mais légèrement plus ($\simeq 46.8^\circ$) de façon à compenser la différence de longueur de chemin optique occasionnée par le décalage transversal recherché. L'intérêt d'un tel montage est de pouvoir imager deux fois le champ du montage complet sur la caméra en simultanée.

Le montage est soumis à quelques contraintes :

- il faut réinjecter les deux faisceaux de telle sorte qu'ils fassent entre eux un angle quand les pupilles se superposent en (LS3). Idéalement cet angle doit être égal à celui introduit par le prisme de Wollaston dans un plan perpendiculaire afin d'obtenir quatre interférogrammes inscrits dans un carré sur le détecteur CCD. Avec le décalage dans la lentille (LS3), on obtient deux champs simultanément sur la caméra issus d'une pupille identique. En conservant le montage télécentrique (pupille à l'infini), il faut conditionner les faisceaux de manière à ce que les rayons principaux soient parallèles entre eux après les miroirs (MS3) et (MS1) et ce jusqu'à la lentille (LS2), mais décalés symétriquement autour de son axe optique. Ce décalage ne peut pas être plus petit que le diamètre du champ dans la configuration retenue
- placer le miroir (MS3) trop près du foyer ferait prendre le risque d'imager d'éventuelles poussières situées sur sa surface. La distance nécessaire à la défocalisation de ces poussières implique une augmentation du diamètre du faisceau donc un écart supplémentaire entre les rayons issus des miroirs (MS1) et (MS3)
- l'écart total doit être compensé de manière à garantir la focalisation simultanée des deux faisceaux après (MS1) et (MS3) comme illustré sur le zoom de la figure 3.11
- on ne peut cependant pas trop augmenter l'écart dans la lentille (LS2) sous peine d'augmenter les aberrations causées par le passage hors-axe dans cette lentille et celles qui apparaissent dans le champ causées par (LS3).

La figure 3.7 donne une représentation du trajet de trois rayons pour un champ de 1° . On peut en tirer une notion de la taille du faisceau au travers des différents éléments du montage.

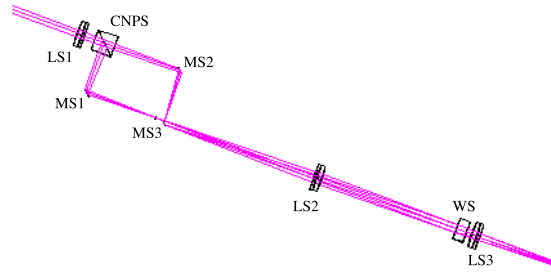


FIG. 3.7 – Représentation de trois rayons issus d'un champ de 1° dans le bras de sortie

Le bras d'injection et l'analyse du front d'onde

Le bras d'injection définit l'injection de deux (et à terme sans doute trois) autres voies interceptant le faisceau entre l'œil et la première lentille du montage LM2-2. Ces voies sont destinées à :

L'injection d'une source de référence dans l'œil

Cette source est destinée à l'analyse de surface d'onde. Vue depuis l'œil, cette source doit être à l'infini.

L'observation d'une mire de fixation active par le sujet

On a fait le choix de rendre la mire observable simultanément des deux yeux. L'expérience d'imagerie par optique adaptative a montré qu'après les flashes destinés à l'imagerie (à 550 nm dans ce cas), le patient pouvait être ébloui et par conséquent ne plus pouvoir suivre la mire. Même si à 770 nm le risque d'éblouissement est réduit, le fait de pouvoir suivre la mire des deux yeux permettra au patient de ne jamais perdre le contact visuel avec celle-ci et d'assurer le positionnement du champ sur la rétine. La mire positionne les yeux du sujet et doit être vue à l'infini. Elle est mobile dans un champ de $\pm 5^\circ$ autour de l'axe optique, soit la possibilité d'imager un champ de 1° à $\pm 4.5^\circ$ d'excentricité ou un champ de 3° à $\pm 3.5^\circ$ d'excentricité.

L'observation de l'iris de l'œil

Le système est conçu de façon à laisser la place à un éventuel système de suivi en temps réel de la pupille de l'œil dont l'analyse serait intégrée par le miroir déformable qui maintiendrait ainsi la pupille la plus stable possible lors des mesures. Cette fonction, en cours d'étude chez *Imagine Eyes*, est destinée à opérer une mesure des mouvements transversaux de l'œil (détection de bord d'iris) et de ses rotations (mouvements relatifs entre bord d'iris et images de Purkinje).

L'analyse du front d'onde

Le HASO (Hartmann Analyseur de Surface d'Onde) est placé de façon à conjuguer la matrice de microlentilles avec la pupille de l'œil. Une lentille L_{HASO} est placée au foyer de la lentille LM1-2 (dans la partie du faisceau transmise par la lame dichroïque BSM4) de façon à assurer le transport de la pupille du montage dans le plan de la matrice de microlentilles.

3.4.2 Le dimensionnement

Les focales

On commence par justifier la valeur des focales des lentilles (LM2-2) et (LM2-1), pour en déduire le reste du montage. La pupille de l'œil est dilatée à 7 mm de diamètre et doit être conjuguée sur le miroir déformable (MD) dont la pupille utile est de 14 mm. On doit donc avoir impérativement $focale_{LM2-1}/focale_{LM2-2} = 2$. A partir de cette contrainte, les valeurs des

focales sont estimées en fonction de l'espace disponible : celui entre l'œil et la lentille (LM2-2) qui doit laisser la place à l'injection des référence, mire et suivi de pupille et celui sur le banc de $120 \times 150 \text{ cm}^2$ dont nous disposons. On peut ajouter à cela que le choix se fait parmi les focales standard disponibles, pour des raisons de coût. Au final, $\text{focale}_{LM2-2} = 150 \text{ mm}$ et $\text{focale}_{LM2-1} = 300 \text{ mm}$.

Pour obtenir un montage de Gauss de grandissement 1.0 dans le bras de mesure, les focales des lentilles (LM1-2) et (LM1-1) doivent être de 300 mm et 150 mm respectivement. Le bras de référence est conçu à l'identique de celui de mesure, reste à modéliser l'œil artificiel décrit ci-dessous. Pour que la pupille soit conjuguée dans le cube séparateur polarisant et mesure 7 mm de diamètre, la focale de la lentille (LE2) est également de 150 mm. Tout comme celles des lentilles (LS1) et (LS2).

En ce qui concerne la lentille (LS3), on cherche 1- à faire l'image sur la rétine d'un champ de 1° à partir de quatre interférogrammes enregistrés simultanément sur le détecteur dans la configuration couplée et 2- à résoudre des détails au plus proche de la limite de diffraction sur la rétine. Le signal sur le détecteur doit donc être échantillonné selon le critère de Shannon*, soit grossièrement une PSF étalée sur deux pixels. La caméra CCD affiche 1392×1040 pixels de $6.45 \times 6.45 \mu\text{m}^2$ soit une surface détectrice de $8.77 \times 6.6 \text{ mm}^2$. La taille d'un champ de 1° sur le détecteur est donnée par $\pi/180 \times \text{focale}_{LS3}$. D'autre part, la limite de diffraction sur le détecteur est de $\text{focale}_{LS3} \times \lambda/D$ avec D le diamètre du faisceau dans la lentille (LS3). La pupille de l'œil est conjuguée sur la lentille (LS3) avec un grandissement 1.0, ce qui donne $D = 7 \text{ mm}$. Pour choisir la focale de (LS3), deux conditions doivent donc être vérifiées :

$$\begin{cases} \frac{2\pi \times \text{focale}_{LS3}}{180} < 6.6 \text{ mm} & \text{focale}_{LS3} < 189 \text{ mm} \\ \frac{\lambda \times \text{focale}_{LS3}}{2D} > 6.45 \mu\text{m} & \text{focale}_{LS3} > 117 \text{ mm} \end{cases} \quad (3.2)$$

dont on tire un choix pour la focale de la lentille (LS3) : 125 mm.

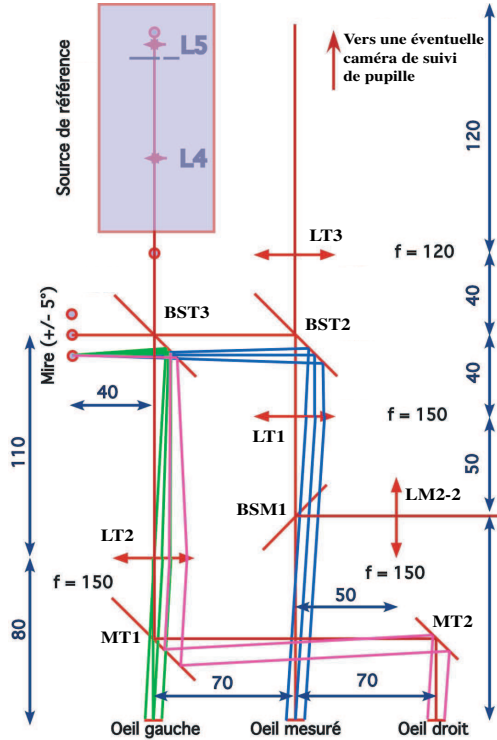


FIG. 3.8 – Dimensionnement du bras d'injection

Dans le bras d'injection, la focale de la lentille (LT1) a été fixée par la société *Imagine Eyes* en prévision de l'installation de la caméra d'iris – et d'une focale de la lentille (LT3) égale à 120 mm – sa valeur est de 150 mm. Cette valeur entraîne celle de la focale de (LT2), également de 150 mm. La figure 3.8 illustre la disposition des optiques dans le bras d'injection. Si on n'a pas détaillé jusqu'alors le choix du diamètre des optiques dans le montage, ici le dimensionnement est important pour pouvoir utiliser la mire active à $\pm 5^\circ$ avec un encombrement compatible avec la place dont on dispose. Le calcul des diamètres donne 44.4 mm pour la lentille (LT2), 32.5 mm pour (LT1) et au maximum 45.96 mm pour les lames dichroïques (BSM1), (BST2) et (BST3).

La focale de la lentille HASO dépend de la taille de la pupille utile de l'analyseur de front d'onde (\varnothing_{HASO}), de la focale de la lentille LM2-1 (f_{LM2-1}) et du diamètre de la pupille sur le miroir déformable ($\varnothing_{Pupille}$) :

$$\begin{aligned} f_{L_{HASO}} &= \frac{\varnothing_{HASO} f_{LM2-1}}{\varnothing_{Pupille}} \\ f_{L_{HASO}} &= 21.4 \varnothing_{HASO} \end{aligned} \quad (3.3)$$

L'extrémité du bras de référence

Dans le cas d'une imagerie rétinienne se faisant à différentes profondeurs, l'extrémité du bras de référence doit être adaptée à la conjugaison des pupilles et champs tout en assurant l'égalité du chemin optique avec le bras échantillon contenant l'œil.

Pour ne pas pâtir des aberrations d'une lentille de courte focale, typiquement 17 mm, qui pourrait servir à simuler la pupille de l'œil dans le bras de référence comme sur la figure 2.4, cette configuration fait usage d'une lentille (LR3) dont la focale est proche de celles des lentilles utilisées pour les transports de pupille/champs (150 mm) et d'un miroir sphérique qui image la pupille sur elle-même et reçoit le champ. L'avantage d'une telle configuration est d'offrir la possibilité de maintenir la différence de marche égale entre les deux bras du Michelson même lorsque l'on désire sonder plus profondément dans la rétine; il suffit pour ce faire de déplacer de la profondeur de sondage l'ensemble lentille-miroir (LR3-MR3) ce qui maintient le champ sur le miroir et augmente ou diminue le chemin optique *via* $d_{LR2-LR3}$. Le rayon de courbure du miroir est égal à la distance entre le sommet du miroir et l'image de la pupille du montage par la lentille (LR3).

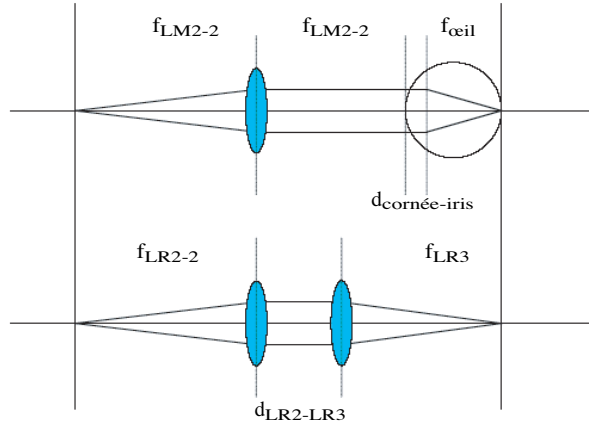


FIG. 3.9 – Mise en regard du faisceau dans le bras de référence et le bras de mesure pour illustrer l'équation 3.4

Cette association optique doit répondre en première approximation – c'est à dire en cherchant l'égalité des chemins optiques dans les deux bras en comptant les distances entre les plans principaux (et non les dioptries) et en supposant les plans principaux au milieu des lentilles – à l'équation suivante :

$$f_{LM2-2} - d_0 + \sum n_i d_i = d_{LR2-LR3} + e_{LR3}(\bar{n}_{LR3} - 1) + f_{LR3} \quad (3.4)$$

avec d_0 la distance entre le premier dioptré de l'œil et la position de sa pupille et $\sum n_i d_i$ la somme des différentes épaisseurs optiques de l'œil. L'approximation faite pour obtenir l'équation 3.4 génère une erreur qui sera compensée en ajustant la valeur de $d_{LR2-LR3}$ *a posteriori*.

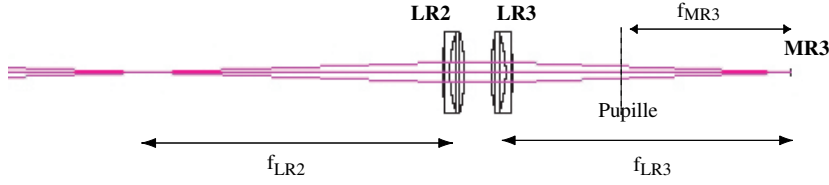


FIG. 3.10 – Schéma de principe de l'extrémité du bras de référence dans le cas d'un échantillon œil. Pupille et champ sont conjugués avec ceux du montage et le chemin optique est identique à celui dans la voie échantillon.

Si on se reporte au modèle d'œil de *Le Grand* [39], la valeur de d_0 y est donnée à 3.6 mm et une estimation de $\sum n_i d_i$ à 32.5 mm. Encore une fois, l'erreur commise, due par exemple à la variation des caractéristiques des yeux des différents patients, peut être compensée grâce à $d_{LR2-LR3}$. En choisissant pour la lentille (LR3) un doublet achromatique [§4.4 pour les motivations de ce choix] de focale 125 mm, on déduit la distance entre les lentilles (LR2) et (LR3) de laquelle découle le rayon de courbure du miroir (MR3). Pour $f_{LR3} = 125$ mm et un doublet tel qu'on a 6 mm de BK7 et 2.4 mm de SF5, dont les indices respectifs à 770 nm sont 1.511 et 1.675, $d_{LR2-LR3} \simeq 43.5$ mm. Le rayon de courbure du miroir adapté aux contraintes de conjugaison est alors de $\simeq 68.4$ mm.

Enfin il faut remarquer que le mouvement sur l'axe de l'ensemble (LR3-MR3) déplace la position de la pupille du montage après réflexion. La pupille n'est alors plus conjuguée sur le miroir (MR). Sa position est déplacée de $2\Delta z_{\text{rétine}}(f_{LR2-1}/f_{LR2-2})^2$ et donc la taille du faisceau sur (MR) change. Pour un déplacement dans la rétine inférieur à 500 μm , et un champ observé de 1° , l'élargissement du faisceau sur le miroir (MR) est inférieur à 20 μm , on peut donc choisir pour (MR) un diamètre standard de 25.4 mm sans risque. D'autre part, la pupille n'est plus non plus conjuguée dans le cube séparateur polarisant (CPE). Elle est déplacée de $2\Delta z_{\text{rétine}}$ et le chemin optique des rayons hors-axe du faisceau est modifié puisque les champs sont toujours parfaitement conjugués entre eux. La différence de marche en conséquence est égale à $2\Delta z_{\text{rétine}}(1 - \cos(\text{champ}))$ et la courbure de champ qu'elle induit, inférieure à 150 nm. Mise en regard de la longueur de cohérence de la source – de l'ordre de 10 μm – la valeur de la courbure de champ pour le faisceau revenant du bras de référence reste négligeable et la mesure interférométrique n'en est pas affectée.

Le bras de sortie

Le dimensionnement du bras de sortie est soumis aux contraintes évoquées précédemment. L'écart entre les faisceaux issus des miroirs (MS1) et (MS3), dans la configuration évoquée, doit être minimisé. La valeur minimale du décalage est donnée par la taille du faisceau au niveau de (MS3) (à condition bien sûr que (MS3) soit un miroir sans champ frein) pour éviter qu'il n'intercepte celui issu du miroir (MS1). Comme évoqué précédemment, l'optimum est atteint si le champ – taille minimale du faisceau – est sur (MS3). Pour éviter de faire l'image d'éventuelles imperfections on décide d'intercepter le faisceau avec (MS3) dans une zone défocalisée, de façon à «noyer» l'information des défauts de surface au niveau du champ conjugué sur la caméra. On cherche donc un critère de dilution de l'énergie dans le champ.

Pour une valeur de défocalisation z sur l'axe, la rayon d'un faisceau issu d'une source à la limite de diffraction dans notre montage est donnée par $zD/2f$, avec f la focale de la lentille (LS1) et D le diamètre du faisceau dans (LS1). On peut donc imaginer un critère de dilution de l'énergie, G , tel que l'énergie varie comme le carré de la taille du faisceau, soit :

$$G = \frac{(zD/2f)^2}{(1.22f\lambda/D)^2} \quad (3.5)$$

le dénominateur évoquant le rayon de la tache d'Airy – entre 0 et son premier minimum – soit la zone dans laquelle l'essentiel de l'énergie de la PSF à la limite de diffraction est contenu. Pour $G = 100$, $D = 9.6 \text{ mm}$, $f = 150 \text{ mm}$ à 770 nm , la défocalisation équivalente est de 4.6 mm . Le faisceau s'élargit alors de $zD/f \simeq 300 \text{ }\mu\text{m}$. C'est l'écart supplémentaire introduit entre les deux champs de 1° soit 0.1° . Le champ couvert par la lentille (LS2) est donc de $2 \times 1 + 0.1^\circ = 2.1^\circ$ horizontalement et de 1° verticalement. Pour garantir la focalisation des deux voies dans un même plan, comme représenté sur la figure 3.11, les miroirs (MS2) et (MS3) sont orientés à 46.6° .

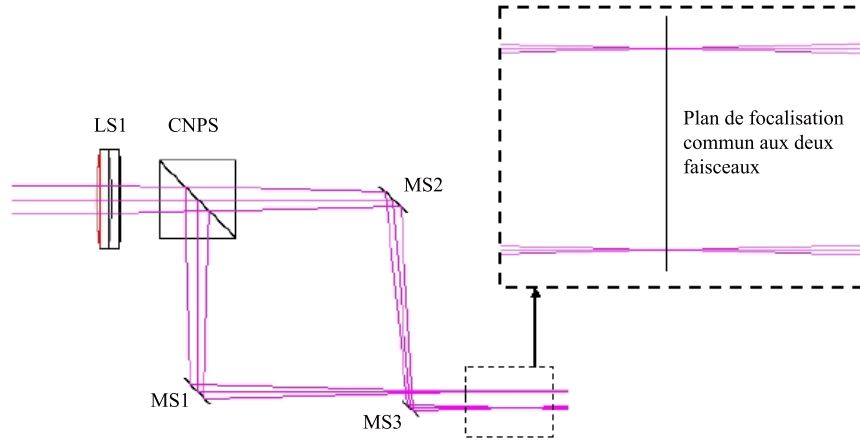


FIG. 3.11 – *Agrandissement du trajet de trois rayons lumineux entre les lentilles (LS1) et (LS2) avec zoom sur le plan de focalisation après les miroirs (MS1) et (MS3), commun aux deux faisceaux*

La focale de la lentille (LS3) ayant été fixée à 125 mm , la défocalisation sur le miroir (MS3) entraîne un décalage horizontal entre les interférogrammes correspondant à $250 \text{ }\mu\text{m}$. Si l'on choisit un Wollaston de déviation minimale pour que les champs ne se superposent pas sur la caméra, c'est à dire 1° , le champ couvert dans (LS3) est de 2.1° horizontalement et de 2° verticalement.

3.5 La source d'imagerie

3.5.1 Les critères

Le choix d'une longueur d'onde dans le proche infrarouge a déjà été discuté en préambule de ce chapitre. Si la LED déjà évoquée est largement pressentie, il s'agit maintenant de démontrer qu'elle convient aux contraintes du montage en termes de largeur de bande, puissance lumineuse, cohérence...

La longueur d'onde et la largeur spectrale

Si la limite de diffraction définit la résolution théorique latérale, la résolution axiale théorique apportée par l'OCT est dépendante de la longueur de cohérence temporelle de la source. Si l'on se réfère à l'annexe A, la résolution axiale est alors donnée dans le cas non

dispersif ou dispersif compensé par :

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{n\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (3.6)$$

Si l'on prend l'indice moyen de l'œil égal à 1.33,

$$\Delta z = 0.33 \lambda^2 / \Delta \lambda$$

Cette expression ne donnera qu'une limite inférieure théorique de la résolution de l'instrument. Le chromatisme de l'œil ouvert à 7 mm est en effet une source attendue de dégradation de la résolution axiale.

Le flux

Le flux de la source d'imagerie est limité par les normes d'éclairement de la rétine énoncées précédemment [§2.3]. Ces normes définissent ainsi la puissance maximale autorisée de la source connaissant la transmission du montage et de fait la puissance éventuellement nécessaire, étant considéré que la très faible réflectivité de l'œil impose plutôt de tendre vers la borne supérieure des tolérances.

L'expérience d'imagerie de rétine par optique adaptative [5] nous a permis d'estimer le rapport signal à bruit nécessaire ($SNR \simeq 5$) pour discerner les photorécepteurs et ainsi la puissance minimale de la source en fonction de la transmission du montage pour une longueur d'onde de 550 nm et une exposition de 7 ms [§2.3]. Mise en regard des normes de sécurité d'éclairement de la rétine [31], cette valeur de flux est au moins deux fois inférieure à la valeur autorisée [5]. A 770 nm, on s'attend à ce que ce rapport entre flux autorisé et flux nécessaire croisse puisque pour de plus grandes longueurs d'onde les normes sont plus tolérantes [Figure 2.20] et que la réflectance de l'œil est censée augmenter [12]. En attendant que cette tendance soit expérimentalement confirmée ou infirmée, on a estimé la puissance lumineuse tolérable sur la cornée à 770 nm et dans les conditions déjà plusieurs fois évoquées égale à 1 mW [§2.3]. Maintenant que la plupart des paramètres du montage ont été fixés, on peut reprendre l'équation 2.57 et préciser la valeur de la puissance nécessaire à la sortie du diaphragme d'entrée du montage couplé pour obtenir une détection 4-phases limitée par le bruit de photon avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 5. L'équation 2.57 d'établissement de cette puissance a la forme suivante :

$$P = 4 \frac{\pi h c N_\gamma}{\lambda^3 T t} \theta_C^2 (D_P + \theta_C f)^2$$

avec h la constante de Planck, N_γ le nombre de photons par pixel nécessaire à l'obtention du SNR recherché, λ la longueur d'onde, T la transmission du montage entre le détecteur et le diaphragme, t la durée d'exposition, θ_C la taille du champ d'observation, D_P le diamètre de la pupille de l'œil et f la focale de la lentille au foyer de laquelle le diaphragme de champ est placé.

- $\lambda = 770 \text{ nm}$
- $t = 7 \text{ ms}$
- $\theta_C = 1^\circ$
- $D_P = 7 \text{ mm}$
- l'efficacité à 770 nm du détecteur choisi est de 35%. Le nombre d'électrons par pixel nécessaires à un SNR de 5 de 800, soient un nombre de photons équivalents tels que $N_\gamma = 800/0.35 \simeq 2285$
- $f = 150 \text{ mm}$

soit

$$P \times T \simeq 5 \cdot 10^{-8} [W]$$

Si on estime la transmission de l'œil de l'ordre de 10^{-4} comme estimé par l'expérience d'imagerie par optique adaptative [5] et si on appelle T_m la transmission du montage entre la source et le détecteur,

$$P \simeq \frac{503}{T_M} \mu W \quad (3.7)$$

D'après la figure 3.6, on dénombre grossièrement, en moyenne sur les deux bras de l'interféromètre, 30 optiques entre le diaphragme DE et le détecteur CCD. Dans le cas d'un interféromètre ophtalmologique polarisé, le réglage du polariseur d'entrée se fera de façon à équilibrer les flux dans les bras de l'interféromètre. Ayant estimé à 10^{-4} la réflectivité de l'œil [5], on doit donc considérer que le positionnement du polariseur d'entrée PE est tel que la part d'intensité transmise dans le bras de référence est égale à celle transmise dans le bras de mesure multipliée par le rapport des réflectivités de chaque bras, soit $10^{-4}/0.9$ si on considère égale à 0.9 la réflectivité du miroir (MR3).

La figure 3.12 illustre la situation avec \vec{P} le vecteur désignant la direction de polarisation fixée par le polariseur d'entrée et \vec{i}, \vec{j} les directions de projections des polarisations dans le cube séparateur polarisant (CPE), se rapportant respectivement au bras de mesure et au bras de référence. On fixe ainsi l'orientation α du polariseur d'entrée (environ 23 secondes d'arc dans les conditions décrites avec une réflectivité de 0.9 pour le miroir (MR3)⁵) et finalement la transmission du cube séparateur polarisant, soit $\cos(\alpha)$ vers le bras de mesure et $\sin(\alpha)$ vers le bras de référence, ces deux coefficients étant bien sûr assujettis aux caractéristiques de transmission/réflexion intrinsèques au cube lui-même. Hors caractéristiques du cube, on fera l'approximation d'une transmission unitaire du cube (CPE) vers le bras de mesure.

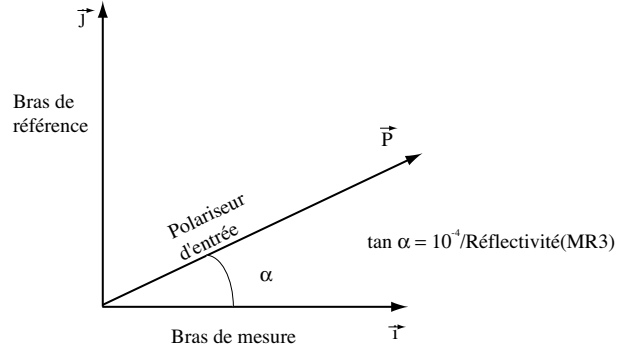


FIG. 3.12 – Illustration de la projection du champ électrique \vec{P} orienté par le polariseur d'entrée sur les axes du cube séparateur polarisant

Si maintenant on considère en première approximation que la transmission moyenne de ces optiques est de 98% et 0.49% pour le cube séparateur (CNPS), on peut estimer la valeur de T_M à $0.98^{29} \times 0.49 \simeq 0.27$ ce qui permet d'estimer la valeur de P égale à 1.8 mW. Cette valeur correspond à la puissance théorique nécessaire au niveau du diaphragme de champ pour obtenir sur le détecteur quatre interférogrammes dont le traitement permet de parvenir à une mesure de l'intensité retournée par l'œil (intensité relative à l'énergie cohérente des fronts d'onde), en considérant que pour distinguer les cellules de la rétine il faut un signal 5 fois supérieur au bruit. On le rappelle, cette valeur de SNR est établie en considérant que les aberrations différentielles d'un bras à l'autre de l'interféromètre sont nulles.

Si l'on met en regard la valeur de la puissance lumineuse sur la pupille tolérée par les normes oculaires, soit 1 mW à 770 nm [§2.3], on peut estimer la compatibilité de ces deux valeurs. Entre le diaphragme de champ (DE) et l'œil, on compte une dizaine d'éléments optiques et un cube séparateur polarisant, soit une transmission de l'ordre de 0.98^{11} qui mène à une puissance sur la pupille de l'œil de 1.4 mW. Or cette valeur est supérieure aux tolérances qui constituent la contrainte la plus forte à laquelle se soumettre, on doit donc réviser la valeur du signal sur bruit correspondant sur le détecteur. Ramener 1.4 mW à 1 mW renvoie donc à un nombre d'électrons par pixel sur le détecteur égal à 540 et à un rapport signal sur bruit correspondant de environ 4.2. Cette valeur apparaît parfaitement compatible avec nos intentions d'imagerie 3D, même si seule l'expérimentation à 770 nm pourra confirmer cette impression. D'autre part, cette valeur sera précisée lorsque la valeur exacte des transmissions du montage seront établies et quand la part d'aberrations différentielles aura été estimée [§ 4].

5. La précision de l'orientation d'un polariseur est de l'ordre de quelques minutes d'arc, on devra donc modifier la réflectivité du miroir (MR3) pour rendre l'orientation pertinente et compatible avec nos contraintes

La cohérence spatiale

L'usage d'une source cohérente spatialement pour de l'imagerie plein champ aboutira inmanquablement au brouillage de l'information par des tavelures. Il devient donc indispensable de choisir une source de cohérence spatiale minimale, ce qui n'est le cas ni des diodes superluminescentes, ni des lasers. Par contre les LEDs, de par leur principe même d'émission [§2.3.4], présentent une cohérence spatiale quasi nulle et paraissent adaptées à cette contrainte.

3.5.2 La source choisie

La source est une diode électroluminescente (LED) Hitachi HE7601SG dont les spécificités sont détaillées en Annexe F. Son spectre est centré sur 770 nm avec une largeur de bande typique de 50 nm. La résolution théorique au travers d'un œil dilaté à 7 mm est donc de $1.9 \mu\text{m}$ latéralement (limite de diffraction) et de $3.9 \mu\text{m}$ sur l'axe (largeur à mi-hauteur de l'enveloppe interférentielle) avec un indice moyen pour l'œil de 1.33.

La largeur de bande de cette source associée au chromatisme de l'œil impliquent une translation sur l'axe des plans de focalisation en fonction de la longueur d'onde. D'après les travaux de *Le Grand* [39], le déplacement sur l'axe pour notre source est de $\Delta z(795) - \Delta z(745) \simeq 43 \mu\text{m}$, soit $870 \mu\text{m}$ de défocalisation par μm de largeur de bande. On peut donc reprendre la simulation des effets du chromatisme détaillés dans le chapitre précédent [§2.3.6] et établir que :

- le chromatisme de focalisation seul ramène la résolution axiale à $4.8 \mu\text{m}$ et le contraste à 0.8
- la dispersion chromatique différentielle seule, simulée sur une erreur de 1 mm d'épaisseur dans le bras de référence (référence et œil simulés avec l'indice de l'eau), réduit la résolution axiale à $4.6 \mu\text{m}$, le contraste à 0.9 pour une localisation des franges décalées de $-7.8 \mu\text{m}$ par rapport à z_0
- le chromatisme de focalisation et la dispersion chromatique différentielle : résolution axiale théorique $5.3 \mu\text{m}$, contraste 0.75 et position des franges $z_0 - 8 \mu\text{m}$.

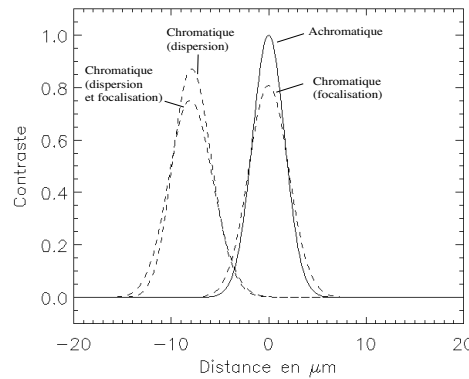


FIG. 3.13 – Variation simulée du contraste et de la résolution axiale théoriques en fonction des effets du chromatisme

La puissance optique de la source est donnée par le constructeur égale au minimum à 30 mW non pulsée dans un angle de 50° [Annexe F]. Une mesure de la puissance lumineuse à la sortie du diaphragme est à faire pour voir si cette puissance de source suffit aux exigences d'obtention de signal sur bruit sur la détection interférométrique.

Cette LED dispose d'une longueur d'onde dans le proche infrarouge permettant de pénétrer profondément les tissus en minimisant la dispersion chromatique et la diffusion. A 770 nm la réflectance de l'œil est meilleure que dans le visible sans que l'on puisse dire encore si les zones réfléchissantes sont d'intérêt pour l'imagerie des photorécepteurs. La résolution latérale correspondante dans l'œil donne accès aux photorécepteurs extrafovéolaires. Sa largeur de bande est un compromis entre la résolution axiale, le chromatisme focal, la dispersion chromatique, l'énergie disponible dans l'épaisseur de cohérence et les aberrations chromatiques.

LED	λ_0	$\Delta\lambda$	Puissance optique	Angle d'émission
Hitachi	770 nm	50 nm	30 mW	50°
7601SG	Achrom.	Chrom. de focalisation	Chrom. dispersif (1 mm)	Chrom. de focalisation + dispersif
Résolution axiale ($n=1.33$) :	3.9 μm	4.8 μm	4.6 μm	5.3 μm
Résolution latérale :	1.9 μm	1.9 μm	1.9 μm	1.9 μm
Contraste :	1	0.8	0.9	0.75
Position des franges :	z_0	z_0	$z_0 - 7.8 \mu m$	$z_0 - 8 \mu m$

TAB. 3.1 – Caractéristiques théoriques de la LED Hitachi HE7601SG

Tziraki et al [43] ont étudié ce type de LEDs quant à sa cohérence. En l'utilisant dans un système OCT, ils parviennent à la conclusion que par rapport à une source laser, la quantité de tavelures sur une image est réduite, ce qui tend à confirmer que cette source a une cohérence spatiale minimale comparée aux sources usuelles de l'interférométrie, en faisant une source parfaitement adaptée à l'OCT plein champ.

3.6 La source de référence de l'optique adaptative

Le choix de cette source a été entièrement guidé par les résultats obtenus dans l'expérience d'optique adaptative déjà largement évoquée [5] et il n'y a eu en fait aucun choix, sinon celui de la continuité. Il s'agit d'une diode super luminescente ou super radiante (SLD) Hamamatsu L8414-04 dont la fiche technique est reportée dans l'annexe F. Sa longueur d'onde centrale est à 830 nm pour une largeur de bande de l'ordre de 15 nm. La puissance lumineuse correspondante, dans la configuration initiale, est de 5 mW émise dans un angle d'environ 40°. On a déjà évoqué [§2.3] que le flux envoyé dans l'œil *via* cette source est de 30 μW soit un facteur dix sous les normes laser correspondantes. Cette valeur correspond alors à des images au travers des microlentilles proches de la saturation pour la caméra d'analyse utilisée (128-CA-D1-128A-DALSA) et ce sans éblouissement ni même de gêne pour le patient. Avec la nouvelle caméra utilisée dans le système d'analyse de front d'onde proposé par *Imagine Eyes*, la SLD Hamamatsu est maintenue.

Il est sans doute utile de remarquer enfin que la longueur d'onde de la LED à 770 nm pour 50 nm de largeur spectrale constitue un spectre assez proche de la SLD. On minimise ainsi les dissymétries d'aberrations chromatiques entre la source de référence et le faisceau imageur à corriger. Même si on ignore encore dans quelle mesure intervient le tissu rétinien dans l'ensemble des aberrations induites par l'œil, on ne se trompe sans doute pas en diminuant l'écart de longueur d'onde entre la source d'imagerie et celle de référence. Enfin, le fait que la longueur d'onde de la SLD soit légèrement supérieure peut présenter un intérêt en termes de flux : à 830 nm, on pénètre plus profondément dans la rétine qu'à 770 nm et on se rapproche ainsi de la coroïde, la couche la plus réfléchissante du tissu rétinien. Cet éventuel gain en flux est intéressant pour l'analyseur de front d'onde qui travaille, comme évoqué précédemment, à partir d'une source secondaire au fond de la rétine non ponctuelle.

3.6.1 Les lames séparatrices dichroïques

Le montage fait grand usage de lames séparatrices dichroïques, en particulier pour le bras d'injection et l'analyse du front d'onde. Pour déterminer leurs caractéristiques, il faut évidemment tenir compte des spectres des sources impliquées mais également du caractère polarisé de la lumière dans le montage. Pour décrire la polarisation rectiligne on utilisera les notations P et S, P pour la polarisation orientée suivant le plan d'incidence et S perpendiculairement à

celui-ci. On en profite pour rappeler les gammes d'émission de chaque source du montage :

- LED d'imagerie : 745 nm-795 nm
- LEDs mire active : 780 nm-820 nm
- SLD étoile laser* : 820 nm-840 nm
- dans l'optique d'un suivi de pupille, la source est à grande longueur d'onde, supérieure à 840 nm

En reprenant les notations de la figure 3.6 et à partir des exigences de flux pour chaque source qui ont été détaillées auparavant, un exemple de contraintes soumises au fabricant sur les lames peut être (R pour réflectivité et T pour transmission) :

BSM1:

- $\lambda < 550$ nm pas d'exigence
- $550 \text{ nm} < \lambda < 840 \text{ nm}$ $R = 85$ à 90% et $T = 15$ à 10% pour les polarisations S et P : réflexion de la source d'imagerie et de la source de référence de l'OA pour être analysée et transmission de la source de référence de l'OA
- $840 \text{ nm} < \lambda < 950 \text{ nm}$ $T > 90\%$ sans exigence sur les polarisations : transmission de la mire active et du suivi de pupille
- $\lambda > 950$ nm pas d'exigence

BST2:

- $\lambda < 550$ nm pas d'exigence
- $550 \text{ nm} < \lambda < 840 \text{ nm}$ $R > 95\%$ et $T < 5\%$ sans exigences sur les polarisations : réflexion de la mire active et de la source de référence de l'OA
- $840 \text{ nm} < \lambda < 950 \text{ nm}$ $R < 5\%$ et $T > 95\%$ sans exigence sur les polarisations : transmission du suivi de pupille
- $\lambda > 950$ nm pas d'exigence

BST3:

- $\lambda < 550$ nm pas d'exigence
- $550 \text{ nm} < \lambda < 800 \text{ nm}$ $R = 50\%(\pm 5\%)$ et $T < 5\%$ sans exigence sur les polarisations : transmission/réflexion de la mire active
- $800 \text{ nm} < \lambda < 840 \text{ nm}$ $R < 5\%$ et $T > 95\%$ sans exigence sur les polarisations : transmission de la source de référence de l'OA
- $\lambda > 840$ nm pas d'exigence

BSM4:

- $\lambda < 550$ nm pas d'exigence
- $550 \text{ nm} < \lambda < 800 \text{ nm}$ $R > 95\%$ et $T < 5\%$ pour les polarisations S et P : réflexion de la source d'imagerie
- $800 \text{ nm} < \lambda < 840 \text{ nm}$ $T > 95\%$ et $R < 5\%$ sans exigence sur les polarisations : transmission de la source de référence de l'OA
- $\lambda > 840$ nm pas d'exigence.

Evidemment ces exigences peuvent être assouplies en fonction des possibilités du fabricant. Pour le moment de nombreuses demandes ont été envoyées aux différentes entreprises en mesure de fabriquer de tels produits qui effectuent encore des tests de faisabilité.

3.7 L'analyseur de surfaces d'onde

Cette partie du montage tire avantage de la spécialisation de la société *Imagine Eyes* en analyse de fronts d'onde et le HASO utilisé est un produit commercialisé par cette entreprise en particulier sous forme d'un aberromètre ophtalmologique dont nous avons déjà évoqué les résultats [§ 2]. Il s'agit d'un HASO, donc un analyseur de type Hartmann, adapté à la bande spectrale de la source de référence 820-840 nm. Il est muni d'une caméra TELI CS8550 644×493 pixels. L'analyse se fait au travers d'une matrice de microlentilles 32×32 pour une taille de

pupille de $3.65 \times 3.65 \text{ mm}^2$.

L'expérience d'*Imagine Eyes* révèle que pour un aberromètre fonctionnant à 780 nm et une transmission du montage entre l'œil et l'analyseur d'environ 90%, les mesures d'aberrations sont accessibles sur plus de 90% des sujets – emmétropes et amétropes – avec une puissance lumineuse sur la pupille de l'œil de 20 μW . Cette valeur de flux pour obtenir une mesure pertinente en termes de rapport signal à bruit sur le détecteur de l'analyseur est tout à fait comparable à la valeur qui nous a servi de référence jusqu'ici, c'est-à-dire les 30 μW sur l'œil de l'expérience d'imagerie optique adaptative [4]. Avec 30 μW à 830 nm, on le rappelle, l'éclairement est maintenu un facteur dix sous les normes limites de sécurité oculaire [§2.3] privilégiant ainsi la part d'illumination de la source d'imagerie pour laquelle les exigences de flux sont bien plus élevées pour obtenir une mesure pertinente. Si 20 μW sont nécessaires à 780 nm, on serait tenté de dire qu'à 830 nm, pour obtenir le même rapport signal à bruit, c'est-à-dire le même nombre de photons/électrons par pixel, moins de 20 μW suffisent puisque les photons sont individuellement moins énergétiques. En fait la baisse d'énergie par photon entraîne une diminution du rendement de l'effet photoélectrique soit une baisse du coefficient de conversion quantique du détecteur et on peut donc s'attendre à devoir rester avec une illumination similaire à 830 nm pour parvenir aux mêmes performances qu'à 780 nm.

3.8 Le contrôle d'interface

Cette partie n'est que le résumé d'un document rédigé par F. Lacombe et servant au sein du projet sous le titre de Document de Contrôle d'Interface, version V1.3 du 29/12/04.

3.8.1 Eléments constitutifs

Le montage comprend :

- un banc optique sur lequel est installé le montage couplé OCT-OA avec sources, caméras et analyseur de surfaces d'onde
- une interface mécanique sujet/instrument, solidaire du banc où le sujet vient positionner sa tête
- le système de mire active
- un premier calculateur (PC OA), à proximité du banc, qui contrôle le système d'optique adaptative
- un second calculateur (PC OCT), également à proximité du banc, qui pilote l'ajustement du positionnement en profondeur du faisceau dans le bras de référence de l'interféromètre, acquiert les données et contrôle les sources. Ce second calculateur synchronise l'activité du premier. C'est avec lui que l'opérateur interagit le plus souvent.

3.8.2 Le diagramme fonctionnel

Le PC OCT contrôle :

- la LED d'imagerie et l'éventuel dispositif de sécurité qui lui est associé (système de double shutters [5])
- l'extrémité du bras de référence, c'est-à-dire le positionnement sur l'axe du miroir de référence et de son objectif [§3.4]. L'information est répercutée sur le PC OA qui déforme le miroir déformable de façon à conserver les conjugaisons optiques
- la mire active de fixation
- la caméra d'imagerie (en mode OCT ou en mode imagerie simple).

Le PC OCT reçoit :

- des données de la caméra d'imagerie
- des signaux de validation du PC OA
- des données d'analyse de front d'onde du PC OA

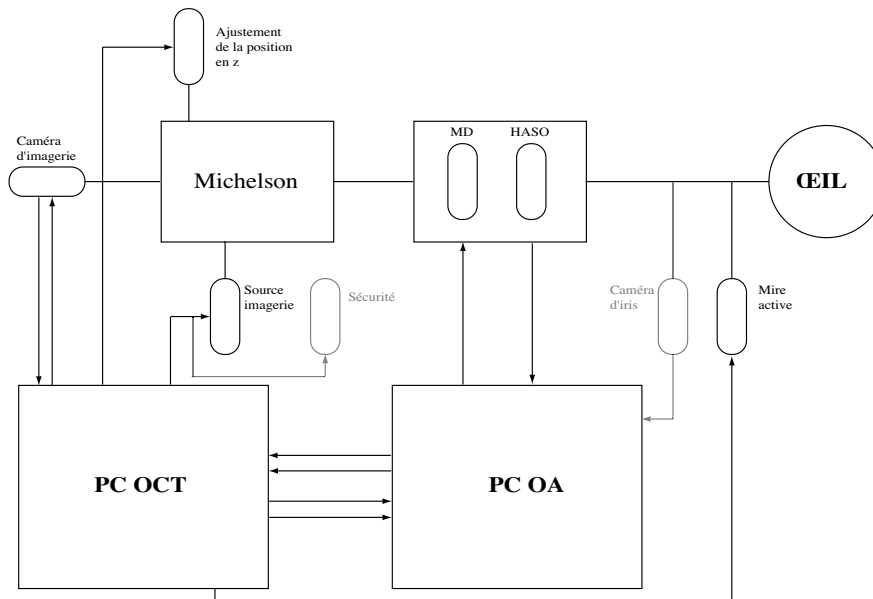


FIG. 3.14 – Schéma descriptif des relations fonctionnelles entre les différents éléments du montage complet

- un signal de détection du clignement du PC OA.

Le PC OA contrôle :

- le miroir déformable.

Le PC OA reçoit :

- des images du HASO et de l'éventuelle caméra d'iris
- des signaux d'horloge du PC OCT
- une commande d'ajustement de la focalisation du PC OCT.

3.8.3 L'encombrement

Un banc $120 \times 150 \text{ cm}^2$ à 80 cm au dessus du plancher.

Une baie destinée à recevoir des éléments de 19 pouces de large soit des dimensions de l'ordre $70 \times 70 \times 200 \text{ cm}^3$ contenant :

- les alimentations des sources
- les amplificateurs du miroir déformable
- le contrôleur de la platine de translation de l'œil artificiel du bras de référence de l'interféromètre
- le PC OCT
- le PC OA.

Ecrans, claviers et souris des PC sont disposés sur une table à proximité.

Le sujet se tient face à l'un des côtés du banc, la tête à hauteur du banc.

3.8.4 Les systèmes d'exploitation et les interfaces utilisateur

Le PC OA fonctionne sous Windows XP.

Le PC OCT fonctionne sous Windows 2000.

Les deux PC offrent une interface utilisateur de type Labview (version 7.0 ou ultérieure).

Les interfaces utilisateurs doivent être conçues pour un affichage 1280×854 .

3.8.5 L'interface sujet-instrument

- le sujet place sa tête sur une mentonnière, le front appuyé sur un butoir en forme de V. Une courroie élastique fermée par une attache de type *Velcro*[®] passée derrière son crâne lui maintient le front en appui vers l'avant
- l'ensemble mentonnière-butoir est ajustable en hauteur
- la mentonnière seule est ajustable en hauteur
- le butoir est orientable et ajustable en hauteur et en profondeur vers l'instrument
- l'ensemble mentonnière-butoir est ajustable en translation horizontale latérale avec un réglage fin et un réglage grossier
- l'ensemble mentonnière-butoir est ajustable en profondeur vers l'instrument.

3.8.6 La hauteur de faisceau

La hauteur de faisceau est de 127 mm sur tout le montage.

3.8.7 Interfaces logicielles

Les deux calculateurs échangent des informations entre eux de façon à :

- définir la profondeur de focalisation : le PC OCT (client) donne au PC OA (serveur) la consigne de focalisation
- synchroniser leurs horloges système : le PC OCT donne au PC OA la valeur de son horloge système à un instant donné. Ce dernier enregistre alors l'écart entre sa propre horloge et l'horloge du PC OCT. Lors d'une sauvegarde de données du PC OA l'écart est pris en compte
- échanger des données de front d'onde : le PC OCT (client) télécharge les données de front d'onde les plus récentes depuis le PC OA (serveur)

3.8.8 Les interfaces électroniques

Le réseau ethernet

Les deux PC disposent d'une connectique 10/100 Base T (RJ45)

Synchronisation

Le PC OCT est maître des timings vis-à-vis du PC OA.

Le PC OCT définit la durée des flashes et la durée de la pose de la caméra d'imagerie.

Le PC OA ne donne au PC OCT que des «status» ou «enable/disable».

Le PC OA est maître des durées d'intégration du HASO et de la caméra d'iris.

3.8.9 Description des fonctions logicielles

Le PC OCT

Le PC OCT permet⁶ :

Horloges

- Synchronisation du PC OA
- Synchronisation de la caméra de suivi de pupille.

Commande

- + Contrôle des flashes : déclenchements et durées
- + Contrôle de la position du miroir de référence (MR3)

6. ce qui est marqué d'un + est disponible. Ce qui est marqué d'un - est en cours de développement

- Contrôle de la défocalisation moyenne du DM (voire de toute aberration statique qu'on voudrait imposer)
- + Contrôle de la mire XY (pour le moment seulement X).

Mesure

- + Acquisition des images (une caméra au choix parmi deux : OCT ou imagerie) et synchronisation avec la correction et les flashes
- Acquisition et synchronisation des pulsations cardiaques.

Monitoring

- Surveillance de l'état de la boucle d'optique adaptative.

Calibration

- + Mesure du fond (des 4 voies)
- + Mesure du flatfield (des 4 voies)
- + Mesure du déséquilibre de contraste entre les deux voies du montage 4-phases
- + Mesure du défaut de déphasage entre les deux voies du montage 4-phases.

Calculs en temps reel

- + Soustraction du fond
- + Compensation flatfield
- + Compensation du déséquilibre entre les voies 1 et 2 du 4-phases
- + Compensation du défaut de phase entre les voies 1 et 2 du 4-phases
- + Calcul OCT complet
- + Spectre de puissance 2D
- + Moyenne radiale, estimateur HF/BF comme critère de focalisation
- + Moyenne d'images.

Visualisation

- + Images en temps réel
- + Coupes X et Y, linéaires et log
- + Réglages des cuts haut et bas
- + Position de la mire active
- + Position du scan.

Sauvegarde

- + Images brutes ou traitées, sauveées par cube
- + Synchro entre scanning et prise d'images (possibilité de faire N images par position de scan avec P positions de scan successives) dans un seul fichier
- + Données patient (âge, pathologies, couleur des yeux, heure de mise en mydriase, etc)
- + Format FITS.

Relecture

- + Possibilité de replay à l'écran de séquences déjà enregistrées
- + Possibilités de calculs *a posteriori*.

Environnement :

Labview

Le PC OA

Comme déjà évoqué, l'analyse et la correction du front d'onde ont été confiées à la société *Imagine Eyes* et donc la partie logicielle du PC OA. Celle-ci est toujours en cours de développement mais on peut quand même détailler les fonctions du programme d'imagerie par optique adaptative qui a fixé nos exigences en la matière.

Le PC OA doit permettre [4] :

- la visualisation à la fréquence de rafraîchissement de la caméra des spots du Shack-Hartmann codés en fausses couleurs dans un menu dit de *configuration*. Possibilité doit être offerte de sauvegarder dans un fichier temporaire une moyenne des images visualisées. Cette fonctionnalité permet la soustraction d'une image de fond comme dans le cas de l'OCT. Il est également possible d'appliquer un seuil uniforme à l'image (*flat field*) et d'invalider certaines sous-pupilles au choix. Le fond et le *flat field* sont conservés en mémoire et applicables sur d'autres fenêtres
- l'acquisition et la sauvegarde éventuelle des pentes de référence ainsi que de la matrice d'interaction et de la matrice de commande du miroir⁷ (l'une est l'inverse de l'autre) dans un menu dit de *calibration*. Dans ce menu, l'expérimentateur peut également filtrer les modes auxquels l'analyseur de front d'onde n'est pas sensible
- le lancement de la boucle d'optique adaptative à partir d'un menu dit d'*asservissement*. Dans ce menu, la visualisation des spots est rafraîchie à la fréquence d'itération du miroir déformable. La visualisation peut être désactivée pour augmenter la bande passante du système. De la même façon, on peut choisir d'afficher ou non l'évolution des tensions appliquées sur le miroir déformable. Pentes et tensions mesurées par le logiciel peuvent être sauvegardées. Le gain de la boucle, *i.e.* la vitesse de convergence de l'asservissement, est fixé dans ce menu
- la sauvegarde des configurations retenues, des pentes de référence, des matrices... dans un menu *sauvegarde*
- l'accès à toutes les parties du programme
- si possible le suivi des spots hors des sous-pupilles quand le front est très aberrant
- l'affichage du rapport de Strehl des images sur le HASO en temps réel et que cette fonction soit dévalisable par l'utilisateur
- d'arrêter l'asservissement au moment du flash
- l'installation d'un système d'alerte quand une électrode au moins est en butée, quand le SR est inférieur à une valeur seuil ou quand une sous-pupille est éteinte et que cette option soit dévalisable par l'utilisateur
- de projeter les aberrations sur une base de Zernike
- d'imposer des tensions (*offset*)
- d'afficher une image 2D du front d'onde en temps réel et que l'option soit dévalisable.

3.9 Conclusion

Au sortir de ce chapitre, on est donc muni de tout l'attirail nécessaire à l'imagerie rétinienne *in vivo* haute résolution : source, détecteur, montage optique, miroir déformable, analyseur de surface d'onde, source de référence de l'optique adaptative et des diverses interfaces. Le choix de ces différents paramètres a fait l'objet du chapitre précédent et a été fixé dans des gammes de performances et d'exigences sans pour autant entrer dans le détail. Il est temps maintenant de déterminer si notre logique démonstrative mène à la bonne conclusion, c'est-à-dire si les performances théoriques du montage dans une telle configuration peuvent satisfaire aux exigences médicales ayant servi de support à cette étude.

⁷ la matrice d'interaction traduit les relations liant les électrodes du miroir déformable et l'analyseur de front d'onde

Chapitre 4

Performances théoriques du montage

Sommaire

4.1	Préambule	116
4.2	La transmission	116
4.3	Les aberrations statiques dans le montage optique	118
4.3.1	Le bras de mesure	119
4.3.2	Le bras de référence	121
4.3.3	Le bras de sortie	125
4.4	Les défauts de surface des optiques	125
4.5	Les aberrations différentielles dans le montage interférométrique	127
4.6	La sensibilité finale	129
4.7	La distorsion	131
4.8	L'alignement des polarisations dans le bras de sortie	132
4.9	Le choix des composants	132
4.10	Conclusions	132
4.11	Une hypothèse supplémentaire	133

4.1 Préambule

Les lentilles sont des doublets achromatiques. Utilisés en configuration infini-foyer, ils permettent de minimiser les aberrations chromatiques, sphériques et la coma. Leurs performances sur et hors axe sont meilleures que celles d'éléments simples et ce dans une large gamme de longueurs d'onde, *i.e.* de 400 à 700 nm. La dispersion de la valeur des focales en fonction de la longueur d'onde est minime sur le visible et au-delà. Sur les 50 nm de largeur de bande de la LED à 770 nm, la défocalisation chromatique est réduite et on se laisse l'opportunité d'un montage de longueur d'onde d'étude variable. La réduction des aberrations dans le montage nous est apparue essentielle pour:

- minimiser l'effort du miroir déformable à corriger les aberrations statiques du bras de mesure
- réduire la part d'aberrations statiques de l'ensemble du montage dont les aberrations chromatiques sur 50 nm de largeur de bande. La réduction des aberrations statiques est une condition pour s'approcher au mieux de la résolution théorique attendue, latérale et axiale
- minimiser l'effet de la distorsion sur le post-traitement des interférogrammes enregistrés simultanément.

Dans ces conditions, on cherche alors à faire le détail, au moins théorique, des performances du montage afin d'en tirer une estimation des performances de la détection pour le montage couplé OCT-OA.

4.2 La transmission

Pour diminuer les réflexions parasites et améliorer la transmission, on cherche en général un traitement adéquate sur les optiques. Le traitement BBAR2, adapté à une gamme de longueur d'onde de 600 à 950 nm, proposé par la société *Lambda Research Optics, Inc.* nous est apparu convenir. La réflectivité d'un tel revêtement est inférieure à 0.5% à 770 nm par surface traitée et chaque élément optique en est revêtu, quand il ne possède pas un traitement spécifique aux performances similaires.

La tableau 4.1 détaille les transmissions de chaque élément dans le montage. Les performances de réflectivité du revêtement données par le fabricant sont par surface et la transmission est établie pour l'élément optique complet. Dans tous les calculs de transmission, on ne tient pas compte pour le le moment des lames dichroïques si ce n'est en les assimilant à des miroirs. De la même façon, la transmission du prisme de Wollaston est simplement estimée étant donné que la commande le concernant n'a pas encore été faite.

Eléments du montage	Transmission
Polariseur d'entrée	0.95
Doublet achromatique	$0.995^3 \simeq 0.985$
Cube séparateur polarisant en transmission	$0.995^2 \times 0.96 \times 0.995^2 \simeq 0.94$
Cube séparateur polarisant en réflexion	$0.995^2 \times 0.998 \times 0.995^2 \simeq 0.98$
Miroir	0.991
Lame quart d'onde	$0.9975^2 \simeq 0.995$
Œil	10^{-4}
Cube séparateur non polarisant en transmission et réflexion	$0.995^2 \times 0.5 \times 0.995^2 \simeq 0.49$
Lame demi onde	$0.9975^2 \simeq 0.995$
Prisme de Wollaston pour les deux axes	$0.995^2 \times 0.95 \times 0.995^2 \simeq 0.93$

TAB. 4.1 – Détail des transmissions dans le montage par élément

Dans ces conditions, et en se reportant à la figure 3.6, on peut estimer la transmission totale du montage entre le détecteur CCD et le diaphragme de champ DE. Ce calcul ne tient pas compte de la transmission du polariseur, placé avant le diaphragme, néanmoins, pour équilibrer les bras du Michelson, on considère qu'il est orienté de telle façon qu'en première approximation 100% de la lumière émise par la source est transmise par ce cube jusqu'à l'échantillon. Le calcul de la transmission se fait alors *via* l'œil en considérant que l'orientation du polariseur égalise les intensités dans les deux bras de l'interféromètre. Le tableau 4.1 donne les valeurs des transmissions détaillées du montage sans tenir compte de la répartition des intensités induite par la position du polariseur d'entrée. Les transmissions/réflexions dans le cube CPE sont maximales pour les deux directions de polarisation avec un miroir dans le bras de référence. Dans ces conditions, la valeur de transmission totale du montage prenant en considération le bras de mesure est une bonne estimation théorique correspondant à nos contraintes; elle est différente d'un bras de sortie à l'autre, cette différence est due à la présence de la lame quart d'onde QOS dans un bras et cette différence peut être annulée en calibrant le détecteur en fonction. On en tire donc une valeur moyenne de la transmission entre le diaphragme (DE) et le détecteur CCD de l'ordre de 2.75×10^{-5} . En reprenant l'équation 2.57, avec un rapport de Strehl différentiel égal à 1, on en déduit que la puissance lumineuse nécessaire à la sortie du diaphragme (DE) pour obtenir un rapport signal sur bruit de 5 est de 1.8 mW. Si on dispose d'une telle puissance lumineuse sur le diaphragme d'entrée, la puissance lumineuse incidente sur la cornée est alors de 1.4 mW. Or la valeur tolérée par la rétine à cette longueur d'onde est de 1 mW, contrainte majeure de la mesure. Pour la respecter, il faut donc se contenter d'une détection avec un rapport signal à bruit maximum de 4.25. C'est une valeur qu'il faudra éprouver et valider par l'expérience d'autant

Sous ensemble	Dioptries	Transmission
Bras d'entrée	LE2	
		0,985
	CPE(Face1)	0,990
	TrE=	0,98
Bras de référence	CPE(Face2)	0,988
	LR1-1	
		0,985
	LR1-2	
		0,985
	MR	0,991
	LR2-1	
		0,985
	LR2-2	
		0,985
	QOR	0,995
	LR3	
		0,985
	MR3	0,991
	TrR=	0,77
Bras de mesure	CPE(Face 3)	0,950
	CPI	0,978
	LI	
		0,985
	LM1-1	
		0,985
	BSM4	0,950
	LM1-2	
		0,985
	MD	0,991
	LM2-1	
		0,985
	LM2-2	
		0,985
	BSM1	0,950
	QOM	0,995
	Œil	1,00E-04
	Tr(DE->Œil)=	0,77
	TrM=	6,31E-05
Bras de sortie	CPE(Face4)	0,990
	LS1	
		0,985
	CNPS	0,490
	MS1	0,991
	QOS	0,995
	MS2	0,991
	MS3	0,991
	LS2	
		0,985
	DOS	0,995
	WS	0,985
	LS3	
		0,985
	TrS(1)=	0,44
	TrS(2)=	0,45
Bilan		
	TrE.TrR.TrS(1)=	0,33
	TrE.TrR.TrS(2)=	0,34
	TrE.TrM.TrS(1)=	2,73E-05
	TrE.TrM.TrS(2)=	2,77E-05

FIG. 4.1 – Bilan des transmissions des bras du montage sans prise en compte de l'équilibrage des flux par le polariseur d'entrée PE

que les valeurs de réflectivité données par le fabricant ne peuvent représenter que des bornes inférieures qui seront à même de se dégrader au cours du montage du fait par exemple de la poussière ambiante. Même si la salle de montage du principe est pressurisée de façon à minimiser ce genre de désagrément, on ne peut pas prétendre qu'aucune poussière n'y circule. D'autre part, les calculs de SNR de la détection interférométrique sont faits sans précision de la déformation différentielle du front d'onde. Les 4.25 de SNR constituent donc une borne supérieure à cette valeur qu'il faudra rétablir une fois le SR_{Diff} évalué.

4.3 Les aberrations statiques dans le montage optique

Si l'on sait que les achromats permettent de réduire les aberrations statiques du montage, reste à estimer leur valeur dans le champ en fonction du choix des optiques. Cette estimation est faite grâce à une simulation du montage sous ZEMAX 7.0 *Optical Design Program*.

Le champ est défini par le biais de neuf positions par rapport au rayon paraxial, comme présenté sur la figure 4.2. Sa valeur est de 1 ou 3° selon la partie du montage étudiée. 1° pour le montage complet couplant OCT et OA (les contraintes de résolution latérale et de taille de détecteur imposent cette valeur). 3° quand le montage n'est destiné qu'à de l'imagerie par optique adaptative et que le champ est conjugué sur la caméra *via* (CPI) et (LI).

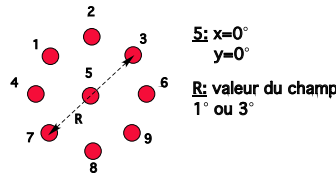


FIG. 4.2 – Représentation du champ de vue comme il est défini dans la simulation ZEMAX

Plusieurs simulations ont été faites pour désigner les composants optiques pour lesquels les aberrations sont les plus réduites. La simulation la plus concluante en ce sens fait usage de doublets achromatiques issus d'un catalogue mis à disposition par ZEMAX. Ils associent BK7 et SF5 et sont maintenant distribués par la société *Lambda, Research Optics Inc.*. La simulation a pour but d'estimer les aberrations dominantes liées au choix du montage optique, leur répartition, le rapport de Strehl résultant et la courbure de champ pour cerner l'apport des achromats.

Les simulations ne sont pas polarisées et les lames demi et quart d'onde ne sont pas insérées, pas plus que le polariseur d'entrée. La justification de leur disparition tient au fait que ces optiques à face parallèle introduisent très peu d'aberrations. Théoriquement au moins, elles n'en introduisent pas dans un faisceau parallèle, c'est le cas pour le polariseur d'entrée (P), les lames quart d'onde du bras de mesure (QOM) et du bras de référence (QOR) et la lame demi onde du bras de sortie (DOS). Seule la lame quart d'onde du bras de sortie (QOS) est positionnée dans un faisceau non collimaté. La variation d'aberrations entre la version avec ou sans (QOS) est négligeable selon ZEMAX. Jusqu'alors on a représenté (Figures 3.6 ou 2.19) la lame quart d'onde du bras de référence (QOR) placée entre les deux dernières lentilles du montage, (LR2-2) et (LR3), soit dans un faisceau collimaté pour diminuer les aberrations qu'elle pourrait introduire. Cette position ne permet pas de filtrer les réflexions parasites de la lentille (LR3) et de fait davantage de lumière incohérente est retournée par le bras de référence que par le bras de mesure. On pourrait donc imaginer placer la lame quart d'onde (QOR) après la lentille (LR3) pour obtenir ce filtrage manquant, au niveau par exemple de la position de la pupille du montage (Figure 3.10) pour moyenner son influence sur l'ensemble du champ conjugué sur le miroir (MR3). C'est une possibilité, moins facile à mettre en œuvre, mais dont il faudra calibrer l'influence sur le montage lui-même.

4.3.1 Le bras de mesure

Le bras de mesure est simulé comme représenté sur la figure 4.3. La lumière entre par l'œil qui est une source secondaire dans le montage. Le champ est à la focale – 17 mm – d'une lentille paraxiale – parfaite – et l'ensemble constitue l'œil. Focales et positions reprennent celles attendues et le faisceau focalise après la lentille (LF) qui est un achromat de 150 mm de focale pour conserver le grandissement du montage initial. Le miroir (MD) est placé de façon à ce que l'on ait 20° entre les rayons incident et réfléchi.

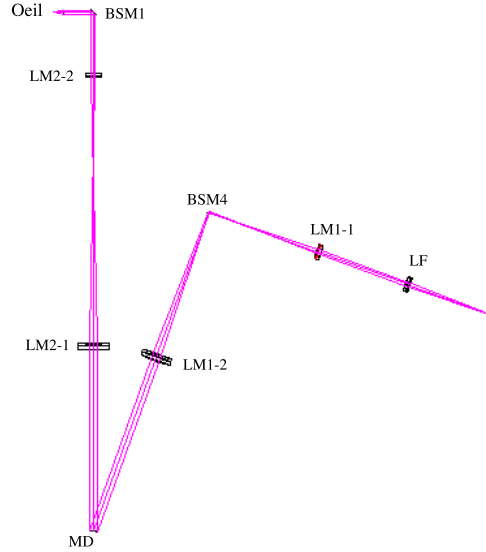


FIG. 4.3 – Schéma de simulation du bras de mesure. La lumière entre par l'œil et le faisceau focalise après LF.

Le résultat d'une telle simulation est présenté figure 4.4 pour un champ de 3° , sous la forme de *spot diagrams*, c'est-à-dire d'images – construites géométriquement – de points source dans le champ. Les coordonnées des images sont établies avec le centroïde des rayons comme référence (le terme centroïde renvoie au point pour lequel la variance du front d'onde est minimale). La répartition de ces points dans le champ est donnée figure 4.2. Les coordonnées spatiales de chaque point par rapport à la position 5 centrale du champ sont données en *mm* dans les espaces objet (OBJ) et image (IMA). Le cercle noir représente la taille de l'anneau principal de la tache d'Airy, soit 1.22 fois la limite de diffraction et l'espace dans lequel 80% de l'énergie de la PSF est contenue. Cette construction de tache d'Airy fait appel à des notions de physique ondulatoire absentes de la construction de l'image du point source. Si le *spot diagram* est inclus dans le cercle noir, le système est limité par la diffraction ($SR > 80\%$ en général), en ne considérant ici que les aberrations statiques du montage optique.

Les champs représentés sur la figure 4.4 sont dans un plan de focalisation défini par ZEMAX. Celui-ci correspond au plan pour lequel les aberrations sont minimales en moyenne pour l'ensemble des points du champ, ce qui explique que la position 5 du champ soit défocalisée par rapport aux autres points. La valeur numérique à droite de chaque *spot diagram* correspond à une estimation ZEMAX du rapport de Strehl pour cette position dans le champ. Si on choisit le plan de focalisation en fonction de la position centrale du champ, au détriment des positions de bord de champ, on parvient au *spot diagram* de la figure 4.5 toujours avec les valeurs de Strehl précisées en regard. La défocalisation nécessaire est alors d'environ $609 \mu m$ par rapport à la position du plan de focalisation de la figure 4.4. La courbure de champ est définie comme l'écart entre les plans de meilleure focalisation des différentes portions de champ, aussi, si on cherche maintenant le plan de meilleure focalisation pour une position de bord de champ, pourra-t-on fixer la valeur de la courbure de champ, soit environ $645 \mu m$. En reprenant l'approximation

de l'équation B.8 qui décrit la perte de Strehl en fonction de la défocalisation, pour une défocalisation de $645 \mu\text{m}$ la perte de Strehl est de l'ordre de 16%. Si on compare avec les valeurs de rapports de Strehl des figures 4.4 et 4.5 pour lesquels toutes les aberrations sont prises en compte, on constate que la profondeur de champ est la cause principale de perte de Strehl dans un champ de 3° .

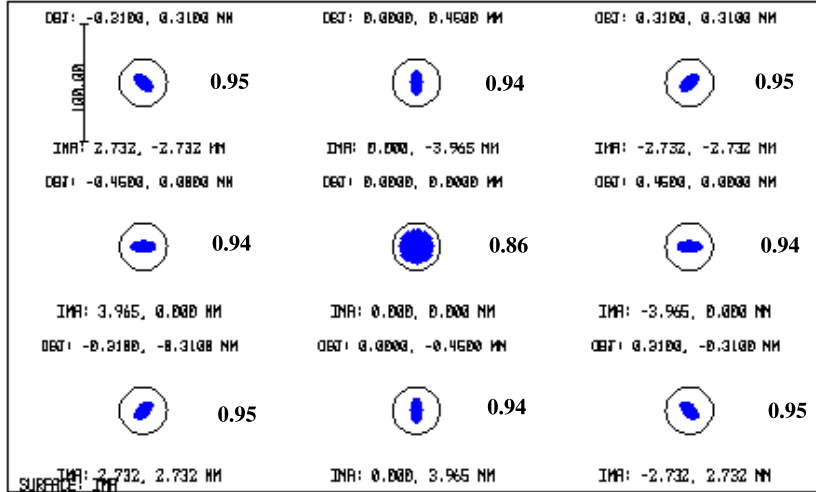


FIG. 4.4 – *Spot diagrams du bras de mesure pour un champ de 3° comparés à la taille du premier anneau d’Airy. Les coordonnées dans les plans objet et image sont précisés en mm. Les valeurs de Strehl pour chaque position dans le champ sont précisées à droite des spots diagram. Le plan de focalisation est déterminé par la minimisation des aberrations dans le champ.*

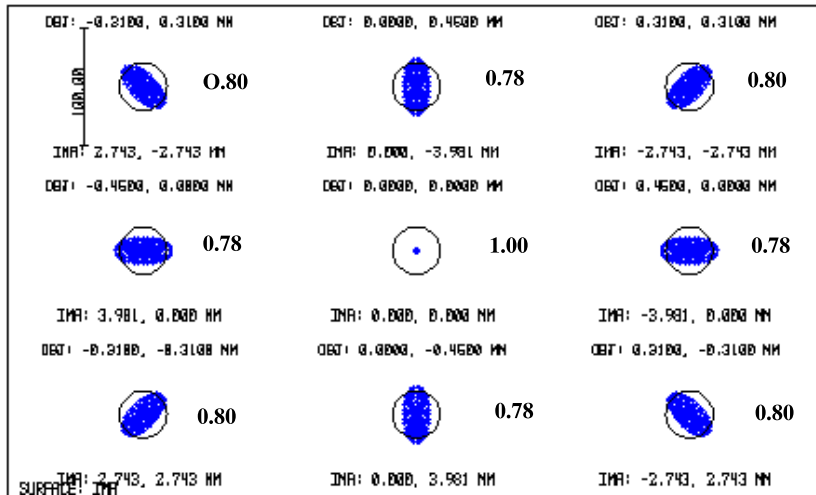


FIG. 4.5 – *Spot diagrams dans les mêmes conditions mais pour lesquels le plan de focalisation a été déterminé par la minimisation des aberrations pour la position centrale du champ. On constate la chute de Strehl global en bord de champ et on comprend mieux le choix fait dans la configuration précédente.*

ZEMAX propose également le détail des aberrations sous forme de coefficients de Zernike. L'essentiel de celles-ci est rendu par la défocalisation z_4 et les astigmatismes z_5 et z_6 au premier ordre pour 3° de champ. Aux ordres supérieurs, l'aberration sphérique z_{11} est dominante, introduite par les doublets achromatiques eux-mêmes.

La figure 4.6 représente les mêmes spots diagram avec coordonnées et SR mais cette fois pour un champ de 1° c'est-à-dire dans une configuration de couplage OCT-OA. On constate les bien meilleures performances en terme de rapport de Strehl partout dans le champ supérieur à 99.9%. La profondeur de champ est estimée de la même façon que pour 3° et prend une valeur de l'ordre de $67 \mu\text{m}$. Cette fois, la profondeur de champ n'entraîne une perte de Strehl que de l'ordre de 0.1% sur un champ de 1° si on se reporte à l'approximation de l'équation B.8, perte qu'on peut raisonnablement négliger. La plan de meilleure focalisation défini par ZEMAX en fonction de la répartition des aberrations est décalé de $260 \mu\text{m}$ environ entre la configuration 3° et celle 1° du fait de la réduction globale de profondeur de champ. En effet, la profondeur de focalisation du faisceau pour un champ de 1° est très proche de la profondeur de focalisation pour la partie axiale du champ, les effets de bord de champ sont quasi nuls si le champ n'est que de 1° dans cette configuration.

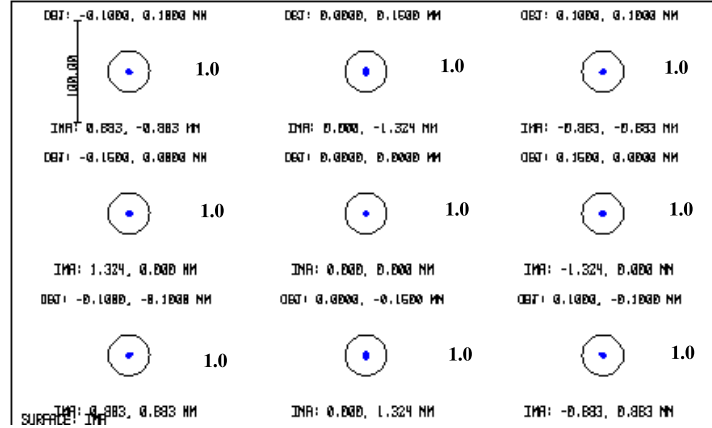


FIG. 4.6 – *Spot diagrams du bras de mesure pour un champ de 1° , coordonnées et valeurs de Strehl.*

Dans la configuration actuelle, la lentille (LM2-2) est identique aux autres lentilles de focale 150 mm dans le montage. Cet achromat n'a donc aucun pouvoir de compensation sur le chromatisme focal de l'œil. L'étude d'un doublet de 150 mm de focale compensateur du chromatisme focal de l'œil sur les 50 nm de largeur de bande de la source est en cours au sein de l'équipe. Démonstration a été faite qu'un tel compensateur est modélisable et qu'avec on peut retrouver les performances de l'OCT dans un milieu achromatique focalement. Reste à rendre ce modèle compatible avec les contraintes constructeurs pour pouvoir l'installer en lieu et place de (LM2-2). Dans la suite du document on considérera que les performances OCT ne sont plus altérées par le chromatisme focal.

4.3.2 Le bras de référence

On commence par simuler le bras d'entrée: (L1) et (L2) sont des lentilles paraxiales (parfaites dans la nomenclature ZEMAX) de 150 mm de focale avec (L1) définie comme stop de façon à définir une pupille située à l'infini par rapport au champ donné entre (L2) et (LE2). Le reste du montage correspond à la nomenclature habituelle. La simulation se fait sur un aller-retour de la lumière dans le bras de référence qui est terminé par un miroir sphérique (MR3). Champs et pupilles sont conjugués et superposés sur le trajet aller-retour quand la distance entre les lentilles (LR2-2) et (LR3) est de 43.5 mm et que le rayon de courbure de (MR3) est de 68.4 mm. Le faisceau est collimaté entre (LR2-2) et (LR3) de façon à pouvoir assurer l'égalité du chemin optique avec différentes couches en profondeur de la rétine en déplaçant en z l'ensemble (LR3-MR3). Ce déplacement en z conserve la conjugaison des champs et disperse celle des pupilles d'une valeur négligeable sur la valeur totale du déplacement [§3.4.2].

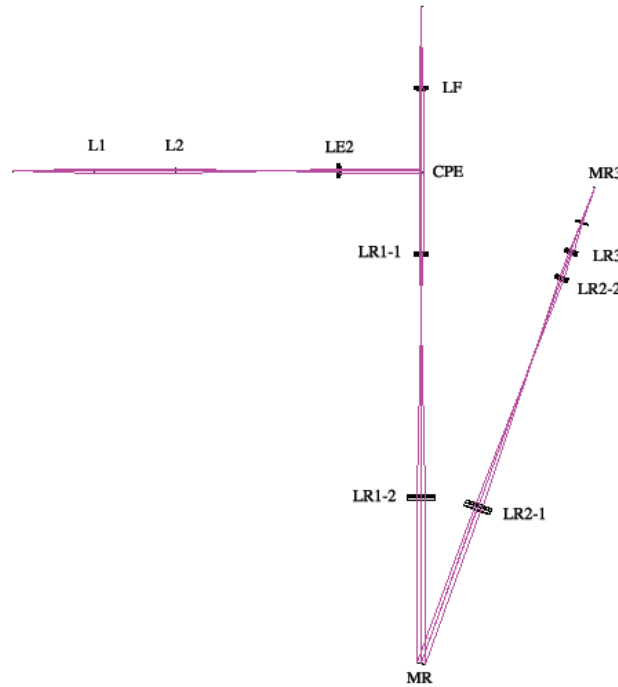


FIG. 4.7 – Schéma de simulation du bras de référence. La lumière est injectée via un système de deux lentilles paraxiales et un aller-retour de la lumière dans le bras est simulé. L'analyse du champ est faite après la lentille de focalisation (LF)

La figure 4.8 illustre la répartition dans le champ de 1° des spot diagrams simulés par ZEMAX avec le même système de coordonnées et de rapports de Strehl que précédemment. Dans cette configuration, où champs et pupilles sont parfaitement conjugués, les pertes de Strehl dues au montage sont inférieures à 1% dans le champ. La profondeur de champ du système est de l'ordre de $260 \mu m$. La répartition des aberrations est encore une fois dominée par la défocalisation et les astigmatismes. L'étude à différentes profondeurs, c'est-à-dire la variation de la distance entre les lentilles (LR2-2) et (LR3) de $\pm 250 \mu m$, n'entraîne aucune introduction notable d'aberrations supplémentaires et les rapports de Strehl sur l'ensemble du champ restent supérieurs à 99%.

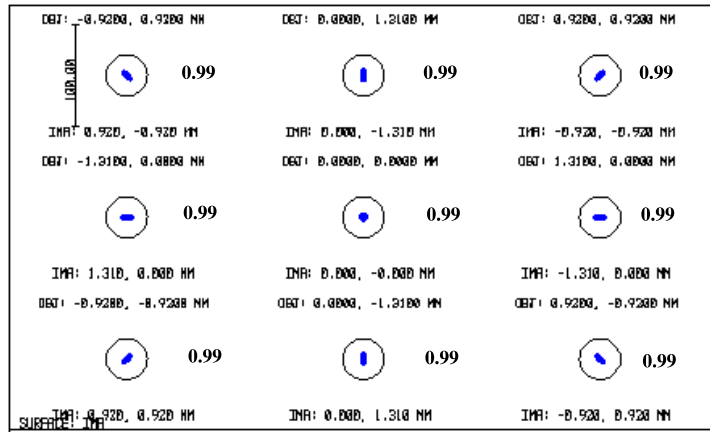


FIG. 4.8 – Spot diagrams du bras de référence simulé sur un aller retour du faisceau pour un champ de 1° . Coordonnées et valeurs de Strehl.

Le fait d'utiliser un miroir sphérique en bout de bras de référence est susceptible d'introduire une défocalisation entre les rayons en fonction de leur position sur ce miroir. Si le rayon sur l'axe est correctement focalisé, c'est-à-dire qu'il assure le contact optique avec le bras échantillon, les rayons de bord de champ seront interceptés par ce même miroir à une profondeur défocalisée. La valeur de la défocalisation z correspondante est alors en première approximation

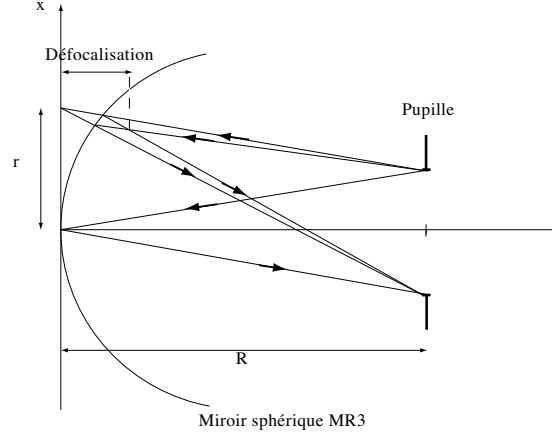


FIG. 4.9 – Illustration du trajet des rayons à l'extrémité du bras de référence entre la pupille du montage et le miroir sphérique. On y comptabilise une défocalisation pour les rayons de bords de champ. Le tilt est nul tant que le miroir renvoie la pupille sur elle-même et négligeable sur un ajustement en profondeur de $\pm 250 \mu m$

(on ne tient pas compte de l'ouverture du faisceau) telle que :

$$z = 2(R - \sqrt{R^2 - r^2}) \quad (4.1)$$

avec R le rayon du miroir sphérique et r le rayon du champ projeté sur une surface plane (Figure 4.9). Soit pour un champ de 1° dans la configuration choisie une défocalisation maximale entre le centre et les bords du champ d'environ $18 \mu m$. Cette défocalisation dans le bras de référence est à comptabiliser comme une aberration différentielle. La perte de contraste interférométrique résultante est alors inférieure au centième de pourcent, autant dire négligeable. Par contre, la courbure du miroir provoquant une différence de marche de $9 \mu m$ avec une longueur de cohérence de la source dans l'air de l'ordre de $12 \mu m$ et un contraste maximal au sommet du miroir, *i.e.* au centre du champ, on en déduit que le contraste interférométrique est inférieur à 50% en bords de champ puisque la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des interférences est de l'ordre de $5.2 \mu m$. Cette remarque n'est valable que dans le cas d'un échantillon miroir plan. Dans le cas de la rétine comme échantillon, qui ne peut être comparée à un miroir plan, l'usage du miroir sphérique aura pour effet de faire des plans de coupe dans la rétine épousant la forme du miroir sphérique, forme le long de laquelle la différence de marche est nulle, *i.e.* le contraste interférométrique est maximal. La flèche de ces coupes sphériques est alors égale à $9 \mu m$, sans que cet effet soit rédhibitoire puisque l'on espère multiplier les plans de coupe sur l'épaisseur totale de la rétine, soit environ $500 \mu m$.

On imagine également que le miroir sphérique introduit une aberration sous forme de tilt. Si on appelle z_2 le coefficient de Zernike se ramenant au tilt, on peut écrire que :

$$z_2 = \frac{\theta D}{4} [\mu m \text{ rms}] \quad (4.2)$$

avec θ l'angle du tilt et D le diamètre de la pupille. Cependant, la configuration de l'extrémité du bras de référence est telle que la pupille est renvoyée sur elle-même par le miroir (MR3). Quand cette condition est remplie, le miroir sphérique n'introduit donc aucune aberration de tilt (Figure 4.9). Quand on agit sur l'extrémité du bras pour assurer la conjugaison avec différentes couches de la rétine, l'ajustement se fait sur l'épaisseur de la rétine, soit $\pm 250 \mu m$ et la pupille est déplacée du double de l'ajustement dans le faisceau réfléchi par (MR3). On comprend aisément que ce déplacement, comparé au rayon de courbure du miroir (68.4 mm), est absolument négligeable et que l'introduction de tilt par la configuration de l'extrémité du bras de référence devient tout aussi négligeable.

Ces deux types d'aberrations, spécifiquement introduites par le miroir sphérique, sont susceptibles de créer de la distorsion par rapport au bras de référence. Cependant l'estimation des effets de l'une et l'autre des aberrations sur la détection a montré que ceux-ci pouvaient être négligés, au moins au sortir du calcul formel. Cet effet de distorsion n'est pas calibrable ou compensable. Sa valeur théorique est négligeable, donc l'utilisation d'une telle configuration est une bonne réponse de principe dont l'ultime confirmation sera la valeur du contraste entre (MR3) et un miroir plan de référence, valeur à comparer à celle obtenue dans le même montage entre deux miroirs plan.

Par rapport au bras de mesure, le bras de référence comprend une lentille supplémentaire (LR3), de focale 125 mm et constituée de BK7 et SF5. En reprenant la simulation évoquée au chapitre 2.3.6, on cherche à estimer l'effet de cet achromat sur la détection OCT en termes de dispersion chromatique. Sur 50 nm de largeur de bande, les courbes d'indice en fonction de la longueur d'onde sont ajustables par un polynôme de degré 2. En considérant l'œil et l'extrémité du bras de référence comme des empilements de milieux dispersifs, on peut estimer le chemin optique total dans chaque bras comme la somme des épaisseurs optiques de chacun de ces constituants et considérer que cette somme est elle-même d'ordre 2. L'épaisseur optique est alors définie comme le produit entre l'épaisseur physique et l'indice d'ordre 2 du milieu considéré. La relation qui donne l'épaisseur de compensation optimale devient alors :

$$z_{\text{comp}} = \frac{\sum_{\text{milieux}} z_k n_{k,2}}{n_{\text{comp},2}} \quad (4.3)$$

où les $n_{k,2}$ sont les coefficients d'ordre 2 du matériau k . Et l'épaisseur d'air vient comme :

$$z_{\text{air}} = \sum_{\text{milieux}} z_k n_{k,0} - z_{\text{comp}} n_{\text{comp},0} \quad (4.4)$$

A partir de ces deux formules, on détermine les épaisseurs compensatrices nécessaires (Tableau 4.2) et on interroge le programme de simulation pour une estimation des performances OCT dans ces conditions et sans chromatisme de focalisation. L'épaisseur compensatrice dans le bras de référence pour obtenir une sensibilité OCT de 98.4% et une résolution axiale de 3.91 μm est de 759 μm de BK7.

Milieu	Epaisseur [mm]	Indice à 770 nm
Vitré	16.4	1.36286
Cristallin	4.0	1.41236
Humeur aqueuse	3.05	1.32936
Cornée	0.55	1.36936
Air jusqu'à LM2-2	146.4	1.0
BK7 (LR3)	6.0	1.51139
SF5 (LR3)	2.40	1.66174
BK7 (comp.)	0.759	1.51139
Air (total référence)	164.586	1.0

TAB. 4.2 – Répartitions des épaisseurs et des indices dans les bras de référence et de mesure

Enfin, on peut évaluer la qualité de la correction en visualisant le cosinus de l'erreur de phase, à la profondeur du maximum de sensibilité et en fonction de la longueur d'onde (Figure 4.10).

On constate donc qu'avec une épaisseur minime de BK7 supplémentaire, les performances de l'OCT sont à peine altérées par la dispersion chromatique de l'œil (et sans considérer le chromatisme de focalisation), du fait de l'usage d'achromats en BK7 et SF5, ce qui nous conforte d'autant dans le choix de ces constituants.

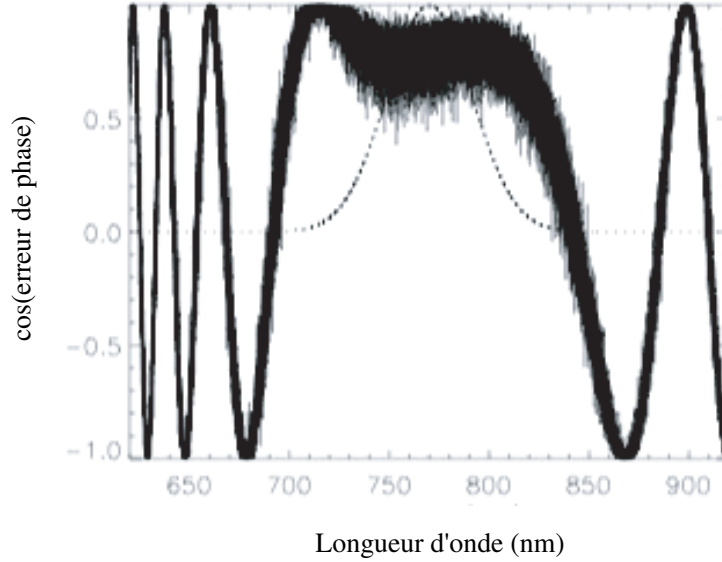


FIG. 4.10 – *Cosinus de l'erreur de phase à la profondeur du maximum de sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour la LED à 770 nm et dans les conditions de compensation du tableau 4.2*

4.3.3 Le bras de sortie

Le bras de sortie est illustré par les figures 3.7 et 2.14. On représente simultanément sur la figure 4.11 les *spot diagrams* pour les quatre champs imagés sur le détecteur. Pour chaque position du champ et pour les quatre champs, le rapport de Strehl résultant de la simulation ZEMAX est supérieur à 99%. Les *spot diagrams* ont une couleur différente selon le champ auquel ils se rapportent. La représentation de la figure 4.11 donne l'impression qu'il existe un phénomène de distorsion entre les différents champs. Il n'en est rien, on peut agir sur leur positionnement relatif au cœur de la tache d'Airy de façon à les superposer sur le centre de cette même tache d'Airy. On reviendra quand même sur l'effet de la distorsion pour la détection parce qu'on constate par exemple que les nuages de points, donc les PSF, n'ont pas la même allure pour une même position dans le champ et que les opérations du traitement 4-phases envisagées peuvent en pâtir. La profondeur de champ est inférieure à $150\ \mu\text{m}$. Les aberrations dominantes sont le tilt, la défocalisation et les astigmatismes sans que leur influence ne réduise notablement le rapport de Strehl sur les images.

4.4 Les défauts de surface des optiques

En matière de qualité de surface, le fournisseur, *Lambda, Research Optics Inc.*, garantit une déformation du front d'onde pour les achromats de moins de $\lambda/4$ par face et *p. t. v.*¹ à 633 nm et son équivalent à 770 nm. A partir de ces informations, on cherche alors à estimer la dégradation globale du front d'onde provoquée par ces défauts de surface pour l'ensemble du montage OCT-OA afin d'en établir les conséquences sur la détection.

La déformation du front d'onde par surface, ϕ_S , peut être reliée à la déformation pour chaque dioptré, ϕ_D , si n est l'indice de la surface, par $\phi_D = (n - 1)\phi_S$, exprimée par exemple

1. peak to valley : l'écart entre les valeurs minimale et maximale de la déformation sur le front d'onde.

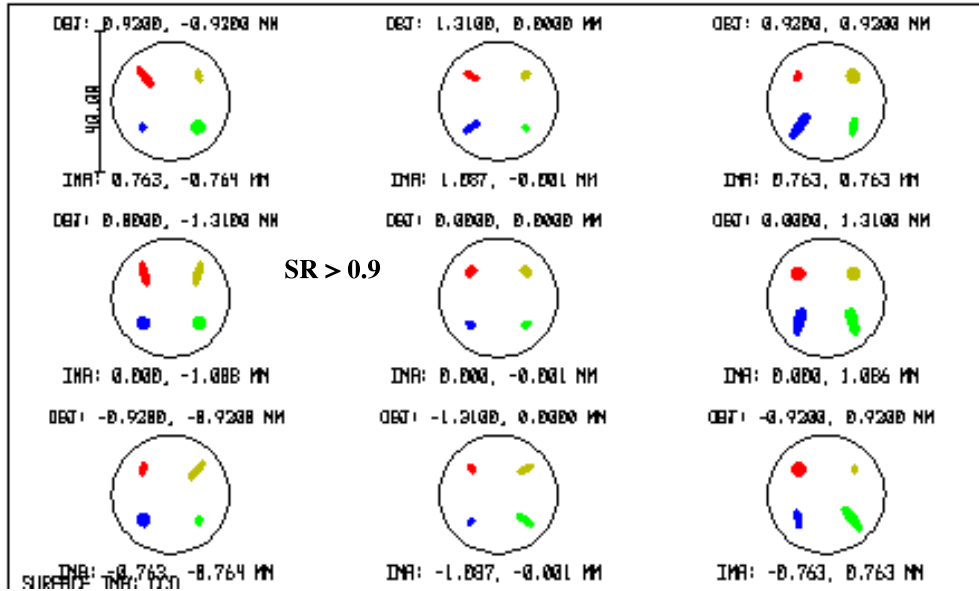


FIG. 4.11 – *Spot diagrams pour 1° de champ et pour les quatre champs imagés simultanément sur le détecteur (les différents champs se repèrent en fonction des couleurs données aux nuages de points). Le Strehl n'est jamais inférieur à 99%.*

en microns *p. t. v.* . Soit pour un doublet, la somme quadratique pour chaque dioptre² :

$$\phi_D = \left(\sum_i ((n_i - n_{i+1})\phi_S)^2 \right)^{1/2}$$

expression qui se simplifie si l'on néglige les sauts d'indices entre verre et colle :

$$\phi_D = ((n_1 - 1)^2 + (n_2 - 1)^2)^{1/2} \phi_S$$

en ne conservant que les indices n_1 et n_2 des matériaux utilisés pour le doublet. Cette dernière équation est toujours exprimée en *ptv*.

A partir de cette expression *ptv*, on cherche à obtenir une valeur *rms* de la déformation du front d'onde, soit l'intégrale du carré de la phase du front d'onde sur la pupille. Cette valeur *rms* décrit la somme des carrés des coefficients de Zernike quand ceux-ci sont normalisés, soit la norme du vecteur décrivant le front d'onde dans la base des Zernike. Le passage entre la valeur *ptv* et la valeur *rms* est fixée par le fabricant en fonction de son expérience de fabrication et correspond à une déformation de front d'onde *rms* égale à 0.3 fois la déformation *ptv* [44]. Enfin, on cherche à obtenir la déformation en radians *rms* de façon à obtenir la variance de phase du front d'onde. On peut ainsi utiliser l'approximation valable pour de faibles déformations et exprimer la perte de Strehl* provoquée par les défauts de surface des optiques :

$$\phi[\text{rad}] = \frac{2\pi}{\lambda} \phi[\mu\text{m}]$$

Pour un doublet, dont la valeur *ptv* par surface est donnée égale à $\lambda/4$ par le constructeur à 633 nm, on exprime ainsi la déformation du front d'onde (WFE*) en radians *rms* à 770 nm :

$$WFE = \frac{2\pi * 633.0}{770.0} [(n_1 - 1)^2 + (n_2 - 1)^2]^{1/2} * \frac{0.3}{4} \simeq 0.3 \quad (4.5)$$

2. Ce qui revient à considérer chaque dioptre comme des sources de bruit indépendantes. Cette solution est envisagée parce que nous n'avons pas les informations nécessaires pour pouvoir sommer algébriquement les déformations sur le front d'onde dioptre après dioptre

La méthode précédente est applicable à l'ensemble des optiques, exception faite des miroirs pour lesquels :

$$\phi_D = 2 * \phi_S$$

Pour une succession d'optiques, on peut évoquer que la variance du front d'onde aberrant, σ_ϕ^2 est telle que:

$$\sigma_\phi^2 = \sum_{n(\text{optiques})} WFE^2 \quad (4.6)$$

ce qui revient à réappliquer l'approximation d'indépendance décrite précédemment pour les dioptries aux éléments optiques. On peut donc tirer de l'équation précédente, étant données les très faibles déformations sur les optiques, une expression du rapport de Strehl :

$$SR \simeq \exp - \sum_{n(\text{optiques})} WFE^2 \quad (4.7)$$

Le tableau de la figure 4.12 renvoie les estimations de pertes de rapport de Strehl (SR) dues aux qualités de surface des optiques utilisées. Quand une valeur de SR est donnée pour un bras, elle correspond à l'équation 4.7, avec une somme simple sur l'ensemble des optiques, c'est-à-dire sans considération de l'aller et retour. Cette valeur n'est qu'une approximation de la valeur du SR de surface, qui se contente de sommer quadratiquement les WFE* alors qu'en pratique les aberrations s'additionnent algébriquement et que le passage aller-retour de la lumière annule ou double les aberrations selon qu'elles sont impaires ou paires (dans le cas d'une réflexion spéculaire et si le faisceau conserve son étendue). Cette fois-ci l'approximation est double : on considère les dioptries comme des sources de bruit indépendantes et que cette approximation vaut que le faisceau parcourt un trajet simple ou aller-retour dans chaque dioptrie après réflexion spéculaire, c'est-à-dire qu'on suppose que les aberrations dans le faisceau sont autant paires qu'impaires dans le bras de référence.

Dans le tableau de la figure 4.12, on distingue pour le bras de mesure le SR avec et sans optique adaptative. Avec optique adaptative, on se fie aux résultats de l'équipe en imagerie [5], soit une erreur résiduelle sur le front d'onde de $0.1 \mu m \text{ rms}$ avec un œil emmétrope. Cette performance vaut à 550 nm, mais on considère que la déformation du front d'onde donc du miroir déformable est la même à 770 nm pour une première approximation. Cette performance devrait en toute logique être améliorée avec le miroir 52 actionneurs, elle représente plutôt une borne inférieure pour l'estimation. Le SRM (avec OA) correspond donc à ce résidu sur le front d'onde corrigé auquel on ajoute les déformations induites par la lentille (LM1-1) et le cube séparateur polarisant (CPE). Le SRM (sans OA) correspond au rapport de Strehl fixé par les optiques du bras de mesure et un œil emmétrope. La déformation induite par cet œil est estimée égale à $0.3 \mu m \text{ rms}$, d'après les résultats obtenus par *Imagine Eyes*.

4.5 Les aberrations différentielles dans le montage interférométrique

On a vu au cours de cette étude que le rapport signal à bruit de la détection 4-phases (Equation 2.52) ainsi que le contraste interférométrique (Equation 2.31) dépendait du rapport de Strehl différentiel (SR_{Diff}) entre les deux bras de l'interféromètre, c'est-à-dire selon nos conventions, le bras de mesure et le bras de référence. Si on tente de faire l'inventaire des sources d'aberrations différentielles, on peut évoquer :

1. les aberrations statiques de montage des deux bras
 2. les aberrations induites par les défauts différentiels de surface des optiques.
1. Les *spot diagrams* des figures 4.8 et 4.6 sont accompagnés de valeurs de Strehl – calculées en fonction des aberrations statiques de montage par le logiciel ZEMAX – pour chaque position dans le champ, pour le bras de référence et le bras de mesure. Ces valeurs de

Sous ensemble	Dioptries	WFE (p.t.v)	WFE(surface) (p.t.v)	Matériau/Indice	WFE (rad r.m.s)
Bras d'entrée	LE1				
	PE	$\lambda/4$		Calcite-Grade A	0,37
	LE2		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	CPE(Face1)		$\lambda/4$	SF2/1.648	0,24
				SRE= 0,74	
Bras de référence	CPE(Face2)		$\lambda/4$	SF2/1.648	0,24
	LR1-1		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	LR1-2		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	MR		$\lambda/10$		0,30
	LR2-1		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	LR2-2		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	QQR	$\lambda/10$		CrystalQuartz	0,15
	LR3		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	MR3		$\lambda/10$		0,30
				SRR= 0,47	
Bras de mesure	CPE(Face 3)		$\lambda/4$	SF2/1.648	0,24
	CPI		$\lambda/4$	SF2/1.648	0,24
	LI		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	LM1-1		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	BSM4	$\lambda/4$			0,37
	LM1-2		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	MD		$\lambda/60$		0,05
	LM2-1		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	LM2-2		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	BSM1	$\lambda/4$			0,37
	QOM	$\lambda/10$		CrystalQuartz	0,15
	Cell emmétrape				2,45
	WFE résiduel				0,82
				SRM(sans OA)= 1,16E-03	
				SRM(avec OA)= 0,44	
Bras de sortie	CPE(Face4)		$\lambda/4$	SF2/1.648	0,24
	LS1		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	CNPS		$\lambda/8$	BK7A/1.511	0,14
	MS1		$\lambda/10$		0,30
	QOS	$\lambda/10$		CrystalQuartz	0,15
	MS2		$\lambda/10$		0,30
	MS3		$\lambda/10$		0,30
	LS2		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
	DOS	$\lambda/10$		CrystalQuartz	0,15
	WS	$\lambda/10$			0,15
	LS3		$\lambda/4$	BK7/1.511	
			$\lambda/4$	SF5/1.673	0,32
				SRS(1)= 0,59	
				SRS(2)= 0,55	

FIG. 4.12 – Tableau récapitulatif des estimations de déformations de fronts d'onde sous forme de rapports de Strehl (SR) dans le montage couplé OCT-OA.

Strehl sont toutes supérieures à 99%, on s'attend donc à des valeurs de Strehl différentiel très faibles et il paraît inutile de répertorier les aberrations différentielles une à une grâce aux coefficients de Zernike donnés par la simulation. D'autant qu'on s'attend à ce que le Strehl différentiel total soit dominé par les effets de défauts de surface plutôt que par les aberrations statiques du montage. ZEMAX donne pour chaque position définie dans le champ, la valeur du rapport de Strehl correspondant. Pour obtenir une estimation de la valeur du Strehl différentiel, on peut donc de nouveau procéder à l'approximation utilisée

pour l'estimation du SR du bras de référence et évoquer qu'une bonne estimation de l'allure différentielle des fronts d'onde est donnée par la somme quadratique des déformations respectives, soit la multiplication simple des rapports de Strehl. En effet :

$$\sigma_{\Delta\phi} = \sigma_{\phi_1} - \sigma_{\phi_2} \simeq \sqrt{\sigma_{\phi_1}^2 + \sigma_{\phi_2}^2}$$

$$SR_{\text{Diff}} \simeq SR_1 SR_2 \quad (4.8)$$

Calcul fait, le Strehl différentiel pour les neuf positions définies dans le champ de 1° est compris entre 98.9% (position centrale 5) et 99.4% (positions 1, 3, 7 et 9). Dans les aberrations différentielles de montage, en toute rigueur, on devrait tenir compte de l'effet du miroir MR3 placé à l'extrémité du bras de référence. Mais, outre le fait qu'en présence d'un œil le découpage en profondeur de la rétine se fera suivant la forme du miroir et que la notion d'aberrations différentielles perdra toute pertinence, les aberrations induites par la courbure sont négligeables comme on l'a déjà évoqué [§4.3.2]. En conclusion, la recherche de symétrie dans la conception des bras de l'interféromètre a porté ses fruits : les aberrations différentielles statiques de montage sont négligeables et on peut négliger ce paramètre dans les facteurs d'influence de l'optimisation du contraste

2. Si on se reporte au tableau de la figure 4.12, on peut avec la même approximation estimer les valeurs des rapports de Strehl différentiel dans le cadre des aberrations créées par les défauts de surface des optiques utilisées. Avec un œil emmétrope sans optique adaptative, $SR_{\text{Diff}} \simeq 0.05\%$. Avec un œil emmétrope mais cette fois avec une correction d'optique adaptative dont les performances sont inspirées de l'expérience d'OA de l'équipe, $SR_{\text{Diff}} \simeq 21\%$.

Dans ces conditions, le Strehl différentiel peut être estimé dans différentes conditions et avec lui le contraste interférométrique (Cf l'équation 2.31). L'estimation du SR différentiel final est à nouveau faite en usant de l'approximation qui consiste à multiplier les SR différentiels entre eux. Le tableau 4.3 en résume les conclusions : sans optique adaptative, l'OCT ophtalmologique dans les conditions jusqu'alors décrites est impossible, avec un BIM13 on ne peut pas espérer un contraste meilleur que 45% sur l'ensemble du champ.

Configuration	SR_{Diff}	Contraste
œil sans OA	$< 0.5\%$	$< 2.3\%$
œil avec OA	$< 20.4\%$	$< 45\%$

TAB. 4.3 – Contraste interférométrique maximal envisageable en imagerie ophtalmologique plein champ (1°) avec et sans optique adaptative

4.6 La sensibilité finale

La sensibilité finale du montage couplé OCT-OA 4-phases doit être exprimée suivant plusieurs paramètres :

- le rapport signal à bruit de la détection simultanée 4-phases
- le contraste interférométrique
- la résolution latérale
- la résolution axiale

Le rapport signal à bruit de la détection OCT 4-phases a été fixé à 4.25 [§4.2] jusqu'alors (ramené de 5 à 4.25 du fait des normes oculaires), sans que l'on ait pris en compte le terme de rapport de Strehl différentiel dont il dépend (équation 2.3.2). On a vu au paragraphe précédent que considérer le SR_{Diff} sans l'apport de l'optique adaptative revient à abandonner le principe d'OCT, on donne donc $SR_{\text{Diff}} \simeq 21\%$ et on en déduit $SNR \simeq 1.9$ soit une détection avec un signal à peine double du bruit.

Du rapport de Strehl différentiel on a tiré également le contraste de la mesure interférométrique de l'ordre de 45% mais sans avoir pris en considération le chromatisme de l'œil. Au chapitre 3.5.2, on a établi que le chromatisme de focalisation non corrigé amenait à un contraste interférométrique de 0.8. Une solution proposée pour compenser la dispersion chromatique [§4.3.2] est parvenue à un contraste de 0.9. On en déduit que sans compenser le chromatisme de focalisation, le contraste interférométrique attendu correspond à la racine de SR différentiel multiplié par le contraste obtenu par l'effet combiné des «deux chromatismes», soit environ 35%. Si on considère maintenant que le chromatisme de focalisation est parfaitement corrigé en modifiant la lentille (LM2-2), le contraste n'est plus soumis qu'aux effets de la dispersion et des aberrations différentielles entre les deux bras de l'interféromètre. Sa limite théorique devient alors de l'ordre de 44%.

De la même façon, la résolution axiale de la détection est dépendante des phénomènes de chromatisme. Si la compensation de la dispersion amène à une valeur quasi égale à la demi longueur de cohérence dans le milieu, la non compensation du chromatisme de focalisation renvoie à une résolution axiale de l'ordre de $4.8 \mu m$. Sans que cette perte soit dramatique, elle vaut sans doute la peine d'être corrigée, d'autant qu'on améliore avec le contraste interférométrique.

La résolution latérale dans l'œil ne peut pas être meilleure que la limite de diffraction, soit $1.9 \mu m$. Cette limite théorique est dégradée par les aberrations de l'œil, même corrigées par le miroir déformable, et par les aberrations introduites par le montage et les optiques. Comme on l'a vu, les aberrations introduites par le montage peuvent être négligées, reste donc à déterminer les autres sources d'aberrations. Le tableau de la figure 4.12 permet d'estimer la déformation globale du front d'onde de la source au détecteur grâce aux rapports de Strehl dont la valeur est fixée pour chaque bras du montage. Le produit de ces SR entre eux doit donner une estimation du SR global, sans prendre en considération le bras de référence puisque la résolution latérale cherchée se rapporte à l'œil et en choisissant entre le bras de sortie (1) ou (2). On en tire une valeur de l'ordre de 18% à partir de laquelle on cherche à donner une approximation de la valeur de la résolution latérale. Pour ce faire, on considère la conservation de l'énergie entre une PSF à la limite de diffraction et une PSF déformée et on simplifie le calcul en supposant que la forme de l'enveloppe de la PSF aberrante n'est pas suffisamment déformée pour empêcher qu'elle soit décrite par la même équation. C'est une simplification abusive mais uniquement destinée à fixer un ordre de grandeur de la résolution latérale. Le principe est illustré sur la figure 4.13 et peut être formalisé de la façon suivante :

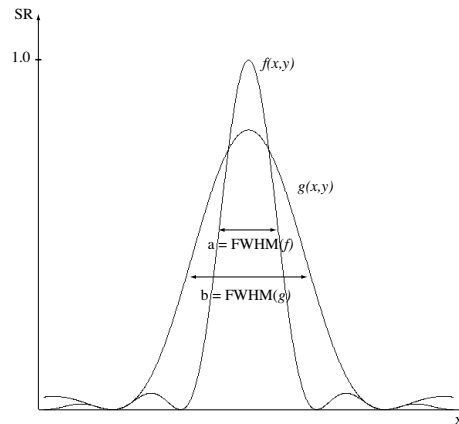


FIG. 4.13 – Illustration de l'approximation servant à relier rapport de Strehl et résolution latérale

$$\begin{aligned}
\iint f\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}\right) dx dy &= SR(g) \iint g\left(\frac{x}{b}, \frac{y}{b}\right) dx dy \\
a^2 \iint f(u, v) du dv &= b^2 SR(g) \iint g(u', v') du' dv' \\
u &= \frac{x}{a} \quad v = \frac{y}{a} \quad \text{et} \quad u' = \frac{x}{b} \quad v' = \frac{y}{b} \\
SR(g) &= \frac{a^2}{b^2}
\end{aligned} \tag{4.9}$$

ce qui revient à lier rapport de Strehl à la largeur à mi-hauteur et à établir, en première approximation, que si la résolution latérale est de $1.9 \mu m$ pour un SR de 1, pour un SR de 0.18, la résolution latérale est de l'ordre de $4.5 \mu m$.

4.7 La distorsion

Le problème de la distorsion a déjà été introduit au chapitre 2.3.5 et on a déjà démontré que le miroir sphérique utilisé à l'extrémité du bras de référence n'en introduisait pas dans le cas d'un œil. Reste tout de même à considérer le cas du bras de sortie et de la détection synchrone 4-phases, ce qui est rendu possible par la simulation ZEMAX correspondante. Le logiciel détermine les coordonnées d'impact de l'image d'une grille de points depuis le plan objet et ce pour chacune des 4 configurations, c'est-à-dire pour chacun des 4 champs. Un exemple de grille est donnée sur la figure 4.14. A partir des coordonnées, il est alors possible de calculer le polynôme de distorsion par régression polynômiale. ZEMAX définit également le pourcentage P de distorsion, soit :

$$P = 100 \times \frac{R_{réel} - R_{attendu}}{R_{attendu}} \tag{4.10}$$

avec R la coordonnée radiale dans le plan image relatif à la position dans le plan image du champ de référence (ici la position 5 centrale).

Pour chacun des quatre champs, le pourcentage de distorsion est inférieur à 0.05% d'après

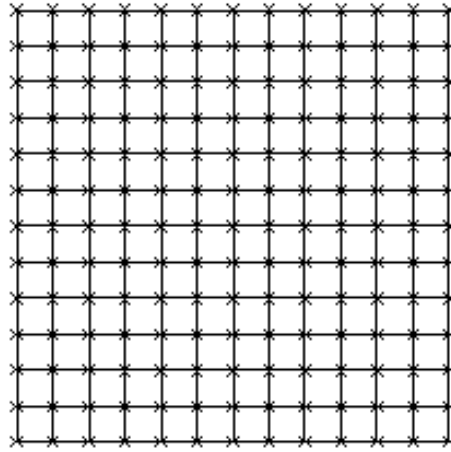


FIG. 4.14 – Exemple de grille de distorsion pour un des quatre champs imagés sur le détecteur. La position du champ de référence est centrale, il s'agit de la position 5. La distorsion maximale calculée sur cette grille, comme sur les trois autres est inférieure à 0.05%

la simulation. Si on reprend l'équation 4.10, on en déduit que $R_{réel} = 1.0005 \times R_{attendu}$. Le

diamètre des champs sur la caméra est égal à 2.2 mm, donc le décalage de la position de l'image d'un point de bord de champ est au plus de 545 nm puisque la position de référence est au centre du champ. D'un champ à l'autre l'erreur maximale Δ est donc égale au double, c'est-à-dire environ 1.1 μm . Le diamètre D de la tache de diffraction sur le détecteur est quant à lui de 13.75 μm . On cherche alors à estimer la superposition minimale entre deux PSF appartenant à deux champs différents, *i.e* la quantité d'énergie appartenant à la superposition des PSF, ce qui revient à faire le rapport entre la surface commune à deux disques de rayon R dont les centres sont décalés de Δ . La part d'énergie commune aux deux PSF est donc au minimum égale à :

$$\frac{2}{\pi} \left(\arccos \left(\frac{\Delta}{2R} \right) - \frac{\Delta}{2R^2} \sqrt{R^2 - \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2} \right) \quad (4.11)$$

soit 90% dans nos conditions.

La distorsion est donc telle que la superposition entre les PSF d'un champ à l'autre est toujours supérieure à 90%. Par conséquent, les opérations nécessaires à la détection 4-phases souffrent d'un biais négligeable [§6] du fait de la distorsion qui n'est, au moins théoriquement, pas à même de ruiner la sensibilité de la mesure. Pourtant, cet effet de distorsion peut rapidement devenir destructeur et des défauts de surfaces d'optiques auront tôt fait d'en introduire davantage qu'en prévoit ZEMAX. Il apparaît donc indispensable de calibrer cet effet et c'est pourquoi une méthode est proposée au chapitre 6.

4.8 L'alignement des polarisations dans le bras de sortie

A partir des équations 2.67 et 2.69 on peut exprimer les conséquences des erreurs d'orientation du prisme de Wollaston (WS) et de la lame quart d'onde (QOS). Une erreur d'orientation de 1° de la lame quart d'onde (QOS) est négligeable, le facteur correctif sur le rapport signal sur bruit est supérieur à 0.99. Le problème d'une telle erreur est en fait de moduler le terme d'interférence par un terme en $\sin \varphi$, ce qui a pour effet de maintenir une figure de franges sur le résultat final. Le signal sur bruit n'est pas gravement entamé mais l'image souffre de la persistance d'un terme interférométrique, *i.e* la phase et l'amplitude ne sont pas parfaitement discernées. On en profite pour remarquer qu'en général les tolérances constructeur sur la précision de l'orientation des lames sont largement inférieures à la minute d'arc.

Si maintenant on reprend l'équation 2.67 et qu'on cherche à quantifier l'erreur de l'orientation du prisme sur une détection 4-phases, on retombe sur le fait qu'une erreur d'orientation du Wollaston de 1° correspond à un facteur de correction du signal sur bruit supérieur à 0.99 si on considère que les intensités entre les bras sont égales. Cette fois, le terme de phase paraît quand même en mesure de disparaître.

4.9 Le choix des composants

Le détail des composants du système couplé est donné dans un document annexe à ce manuscrit.

4.10 Conclusions

Dans les conditions actuelles, on peut espérer une détection 4-phases avec un rapport signal à bruit de 1.9, un contraste interférométrique de 44% pour une résolution axiale de 3.9 μm (à condition de compenser le chromatisme de l'œil tant au niveau de la dispersion des vitesses de groupe des fronts d'onde qu'au niveau focalisation) et une résolution latérale de l'ordre de 4.5 μm .

La détection se fait sur un objet de réflectivité 10^{-4} avec un signal sur bruit de l'ordre de 2 qui ne paraît pas rédhibitoire pour ce type de détection [15], ce qui ramène la sensibilité

théorique à environ 43 dB par mesure. On rappelle qu'à partir d'une seule mesure on doit pouvoir reconstruire une image plein champ de l'échantillon. A titre de comparaison, les systèmes d'OCT plein champ actuels sur des échantillons *ex vivo* parviennent à des sensibilités typiques de 90 dB en utilisant des mesures prises sur 4 s [26].

La résolution axiale est égale à la résolution axiale théorique attendue dans l'œil, elle ne paraît donc pas améliorable, d'autant qu'elle approche les meilleures performances actuelles d'OCT *in vivo* [21, 33, 23, 34, 20].

La résolution latérale estimée par contre est moyenne étant considérées nos intentions. En effet, dans ces conditions, l'imagerie de photorécepteurs à faible excentricité de diamètres variant entre 3 et 5 μm comme dans l'expérience d'imagerie avec optique adaptative [5] paraît difficile alors que c'est après avoir démontré que ce type d'imagerie était accessible grâce à l'optique adaptative [5] que l'idée de couplage a pris forme. L'amélioration de ce paramètre devient donc un objectif majeur, d'autant que le progrès profitera au SNR de la détection 4-phases et au contraste en diminuant la valeur du SR_{Diff} .

Si on considère une amélioration d'un facteur deux sur la correction adaptative, c'est-à-dire que la déformation résiduelle du front d'onde corrigé soit de 50 nm *rms* plutôt que de 0.1 μm , la résolution latérale théorique est alors de l'ordre de 3.5 μm , le contraste de 60% et le SNR de la détection environ égal à 2.5. En multipliant le nombre d'actionneurs du miroir déformable par 4 (13 à 52), on est en droit d'espérer ce type d'amélioration.

Une solution plus coûteuse mais assez radicale pour maîtriser la valeur de la déformation différentielle des fronts d'onde et ainsi améliorer contraste et SNR, consisterait à remplacer le miroir de renvoi MR par un miroir déformable similaire au premier et à le synchroniser sur les déformations induites par l'œil. Cette solution en l'état ne viendrait pas pour autant résoudre les problèmes de résolution latérale de la détection actuelle. A moins qu'on n'y ajoute la mesure des aberrations pour chaque partie commune du montage (bras d'entrée et de sortie) et que la correction soit imposée *a priori* à chacun des miroirs (corrections éventuellement variables en fonction des ajustements des chemins optiques). Les faisceaux interférant seraient ainsi à peine déformés par les parties communes du montage et les aberrations résiduelles de la correction de l'œil seraient les seules sources de perte de résolution latérale quand résolution axiale, contraste et SNR seraient proches de leur limite théorique. On retrouverait ainsi les conditions de fonctionnement de l'expérience d'optique adaptative et certainement les performances d'imagerie avec un principe d'OCT plein champ dont les performances – au moins théoriques – paraissent adaptées aux observations recherchées. Dans le cas d'une double correction adaptative, on peut espérer des aberrations différentielles quasi nulles et un rapport signal sur bruit de l'ordre de 5 dans les conditions (un contraste proche de 1), une résolution axiale inchangée et une résolution latérale inférieure à 3 μm selon les critères du BIM13 et moins on l'espère avec le 52 magnétique. Le problème d'une telle solution est sans doute le coût et la complexité supplémentaire des synchronisations.

4.11 Une hypothèse supplémentaire

Il paraît important de souligner ici que l'étude jusqu'alors présentée fait l'hypothèse implicite sur le calcul des SR de l'utilisation de toute la surface utile des optiques. Or la réalité est bien différente puisque par exemple la taille de la pupille du montage est fixée par l'ouverture de l'iris à 7 mm ce qui correspond à la taille du faisceau dans le cube (CPE) dont le côté mesure 12.7 mm. On peut donc imaginer que cette simplification n'est pas sans conséquence sur l'estimation de la déformation du front d'onde résultant.

On peut considérer que la variance du front d'onde en fonction des défauts d'optiques varie en première approximation comme la surface du faisceau dans l'optique concernée³. Ce qui revient à proposer de corriger les valeurs de WFE du tableau 4.12 en fonction du diamètre moyen du faisceau passant au travers de chaque élément optique. C'est ce qui est illustré dans le tableau de la figure 4.15 avec quelques approximations : la taille du faisceau dans le polariseur

3. C'est une approximation, car aux petites échelles le WFE est bien dominé par la rugosité et ne tend pas vers 0 quand la surface tend elle-même vers 0

(dans la situation où celui-ci est placé après le diaphragme (DE)) est estimée et on assimile la taille du faisceau dans le cube (CPE) à la taille de la pupille.

Sous ensemble	Dioptries	Diamètre utile de l'optique (mm)	Diamètre réel du faisceau (mm)	WFE (rad r.m.s)
Bras d'entrée	LE1			
	PE	25,4	7	0,10
	LE2	25,4	9,5	0,12
	CPE(Face1)	12,7	7	0,13
			SRE=	0,96
Bras de référence	CPE(Face2)	12,7	7	0,13
	LR1-1	25,4	9,5	0,12
	LR1-2	50,8	16,4	0,10
	MR	25,4	14,2	0,17
	LR2-1	50,8	16,4	0,10
	LR2-2	25,4	9,5	0,12
	QOR	25,4	9	0,05
	LR3	25,4	8,6	0,11
	MR3	12,7	2,2	0,05
			SRR=	0,89
Bras de mesure	CPE(Face 3)	12,7	7	0,13
	CPI	10	8	0,19
	LI	25,4		
	LM1-1	25,4	9,5	0,12
	BSM4	25,4	6,8	0,10
	LM1-2	50,8	16,4	0,10
	MD	25,4	14,2	0,03
	LM2-1	50,8	16,4	0,10
	LM2-2	25,4	9,5	0,12
	BSM1	25,4	11,2	0,17
	QOM	25,4	7,2	0,04
	CEIL emmétrope			2,45
	WFE résiduel			0,41
			SRM(sans AO)=	2,24E-03
			SRM(avec AO)=	0,82
Bras de sortie	CPE(Face4)	12,7	7	0,13
	LS1	25,4	9,5	0,12
	CNPS	12,7	9	0,10
	MS1	12,7	9,4	0,11
	QOS	25,4	8,5	0,05
	MS2	12,7	7,8	0,11
	MS3	côté = 10 mm	4,1	0,12
	LS2	25,4	12,2	0,15
	DOS	25,4	7,5	0,04
	WS	côté = 16 mm	7	0,07
	LS3	25,4	7	0,09
			SRS(1)=	0,91
			SRS(2)=	0,90

FIG. 4.15 – Tableau récapitulatif des estimations de déformations de fronts d'onde sous forme de rapports de Strehl (SR) dans le montage couplé OCT-OA. Les SR sont corrigés des rapports de surfaces réellement interceptées par le faisceau.

De cette nouvelle approche du calcul des déformations de fronts d'onde dans le montage couplé, on tire donc de nouvelles estimations théoriques de la sensibilité du principe :

- la résolution axiale reste inchangée : $3.9 \mu\text{m}$ si le chromatisme focal est compensé

- le SR différentiel entre les bras de l'interféromètre : 0.75
- le contraste interférométrique : 0.86
- le rapport signal sur bruit de la détection 4-phases : 3.6
- le rapport de Strehl comptabilisé entre l'œil et le détecteur : 0.7
- la résolution latérale : $2.3 \mu m$
- la sensibilité OCT : 46 dB

Et ces valeurs d'être beaucoup plus en accord avec nos attentes! Des deux façons de calculer les SR, aucune ne prétend être l'exact reflet de la réalité, pourtant on serait tenté de croire que la deuxième est plus précise puisque elle tient compte d'un paramètre supplémentaire. Dans l'état actuel des choses, le montage n'a pas été complètement aligné, néanmoins on dispose déjà du corps de l'interféromètre et donc d'une source d'estimation du Strehl différentiel réel, valeur à même de décider s'il est pertinent de tenir compte de la surface des optiques interceptée par les faisceaux ou non. C'est l'objet du chapitre suivant.

Remarque : Si on se reporte aux résultats théoriques ci-dessus, la solution d'introduire un second miroir déformable dans le montage paraît beaucoup moins décisive. En effet, on ne pourrait imaginer parvenir à mieux qu'à 4.25 de SNR, $2.1 \mu m$ de résolution latérale et 47 dB de sensibilité OCT en pareil cas. Encore une fois, c'est l'expérience qui sera seule à même d'éclaircir cette question.

Chapitre 5

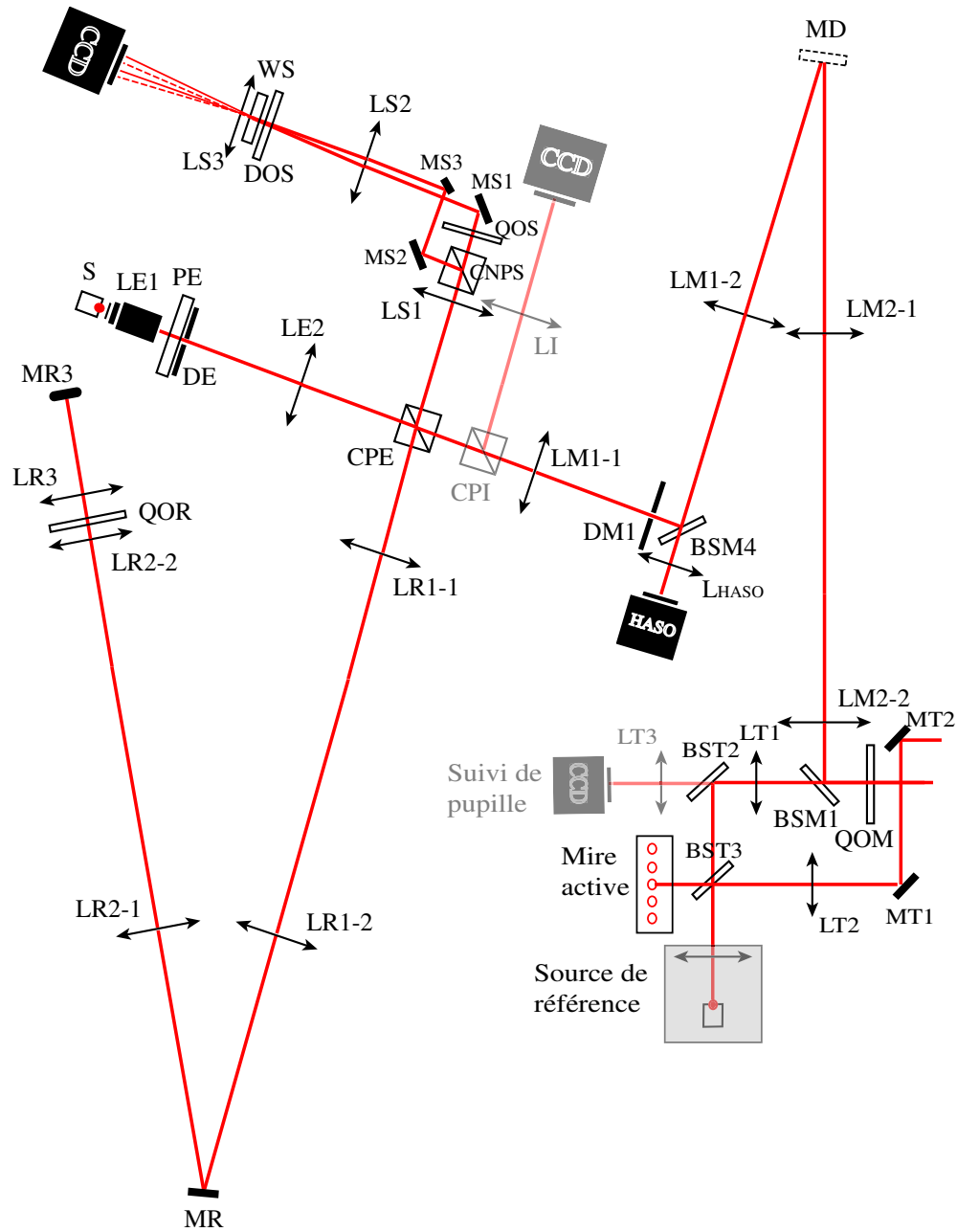
L’alignement du montage

Sommaire

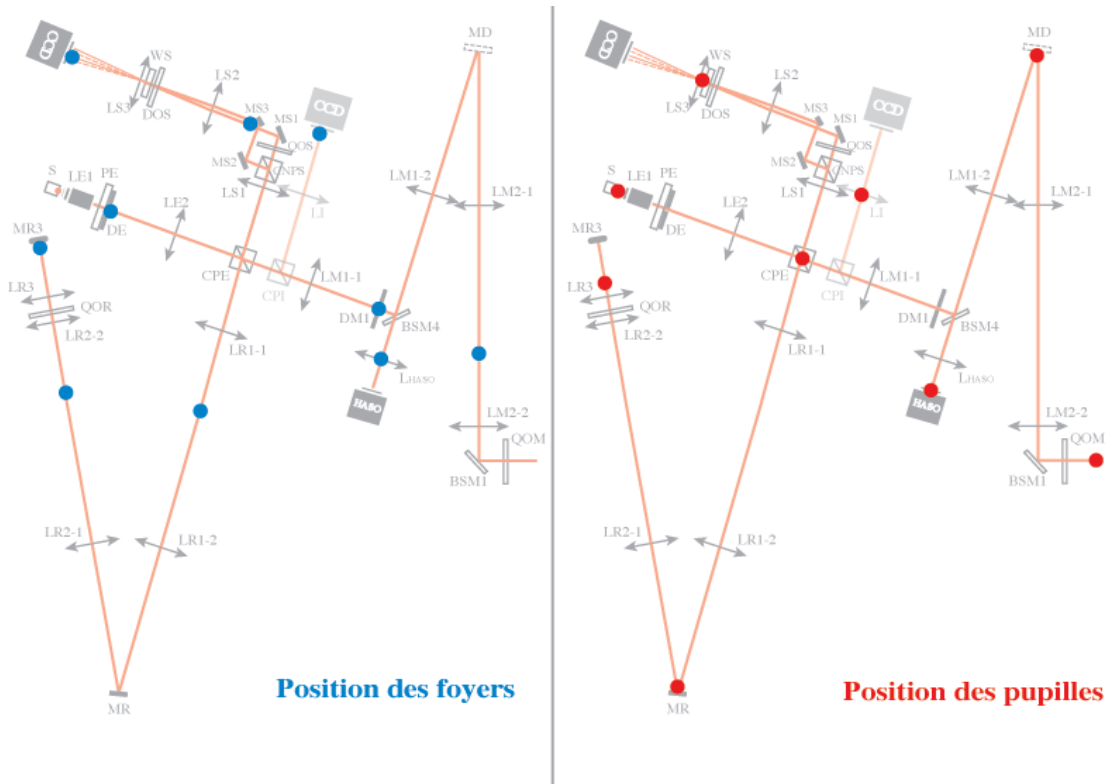
5.1	Introduction	138
5.1.1	Schéma optique d'ensemble	138
5.1.2	Schéma optique coté	139
5.1.3	Positions des foyers et des pupilles	140
5.2	Matériel	140
5.2.1	Sources	140
5.2.2	Instruments de mesure	141
5.3	Remarques préliminaires	141
	Préambule	141
5.3.1	Convention sur le nom donné aux faces du cube polarisant CPE	141
5.3.2	La position de la pupille du montage:	142
5.3.3	Les mesures au HASO:	142
5.3.4	A propos de la mesure de rayons de courbure:	144
5.3.5	La mesure de contraste des franges d'interférence	144
5.3.6	Evaluation de la lumière parasite en fonction du positionnement des lames quart d'onde	144
5.3.7	Mesure de la puissance lumineuse au sortir du diaphragme	145
5.4	Procédure d'alignement	146
5.5	Premières mesures	146
5.6	Conclusion	146

5.1 Introduction

5.1.1 Schéma optique d'ensemble



5.1.3 Positions des foyers et des pupilles



5.2 Matériel

5.2.1 Sources

Élément	Caractéristiques	Emplacement
LASER	$\lambda = 633 \text{ nm}$	Dans le bras d'entrée, il est injecté entre le diaphragme DE et la lentille LE2 <i>via</i> un cube non polarisant qui reste en place.
LED Hitachi	770 nm	S
Diaphragmes		DE sur une roue à diaphragmes de différents diamètres

5.2.2 Instruments de mesure

Élément	Caractéristiques	Remarque
HASO	32×32 sous pupilles. \varnothing de la pupille 5.12 mm	Le faisceau nominal fait 7 mm
Caméra DALSA	256×256 pixels, $16 \times 16 \mu m^2$	Lue avec le logiciel EPIX adapté
Une mire	Un trou de 0.5 mm de diamètre à 127 mm de hauteur sur une équerre	Contrôle de la hauteur d'axe
Un "canard"	Une pointe en carton à 127 mm de hauteur	Contrôle des mises au point sur certaines surfaces sur lesquelles la pointe est posée

5.3 Remarques préliminaires

Cette partie se rapporte à un travail fait en collaboration avec Laurent Vabre dont la présence est justifiée par une collaboration récente entre l'Observatoire de Paris et la société *Imagine Eyes*.

Dans l'état actuel des choses, on aligne simplement le mode interférométrique.

L'alignement est réalisé d'abord sans miroir déformable remplacé par un miroir plan.

Pour certains réglages, il est indiqué entre parenthèses l'«outil» utilisé comme (réglet) ou (équerre) ou (écran).

On parle de réglage xy pour des réglages de positions orthogonales à l'axe optique. Le réglage en z se fait le long de l'axe optique.

Les figures ne sont pas nécessairement à l'échelle. Il faut se reporter au schéma coté de la figure 5.1.2 pour avoir les vraies distances.

Dans cette version du document, on se limite à l'alignement des optiques jusqu'aux foyers des lentilles (LM2-1) et (LR2-1).

5.3.1 Convention sur le nom donné aux faces du cube polarisant CPE

Si l'on se reporte à la figure 5.1 :

- face d'entrée : la face dirigée vers la source lumineuse S
- face de sortie : la face dirigée vers le système d'imagerie CCD
- faces arrières (référence et mesure) : les faces dirigées vers chacun des bras de l'interféromètre.

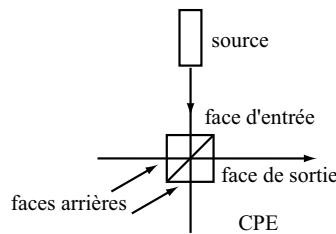


FIG. 5.1 – Noms donnés aux différentes faces du cube (CPE)

5.3.2 La position de la pupille du montage :

La pupille du montage optique (matérialisée par la source) est transportée dans le cube séparateur de l'interféromètre (CPE). Sa position dans le cube doit être connue même s'il n'y pas de contrainte sur sa position exacte. Nous avons choisi dans cette procédure de faire en sorte de la conjuguer sur des surfaces proches des faces arrières du cube. Ces faces sont plus facilement accessibles pour y placer le canard et ainsi observer les mises aux points sur ces plans. Ces surfaces constituent donc un zéro métrique des bras de l'interféromètre alors que traditionnellement c'est le centre du cube qui est pris en compte. Cela ne change rien sur la différence de marche dans l'interféromètre.

5.3.3 Les mesures au HASO :

Les fronts d'onde sont mesurés au moyen d'un HASO dont la pupille utile a un diamètre de 5.12 mm alors que celle du montage est supérieure à 7 mm. Idéalement, les mesures faites ne sont pertinentes que si la pupille du montage est inscrite dans la pupille du HASO. Dans le cas contraire, la mesure ne se fait que sur la partie du faisceau interceptée par le HASO. Si cette partie n'est pas dans un plan pupille et si la source n'est pas ponctuelle, chaque microlentille peut ne pas faire l'image des mêmes points de la source (Figure 5.2).

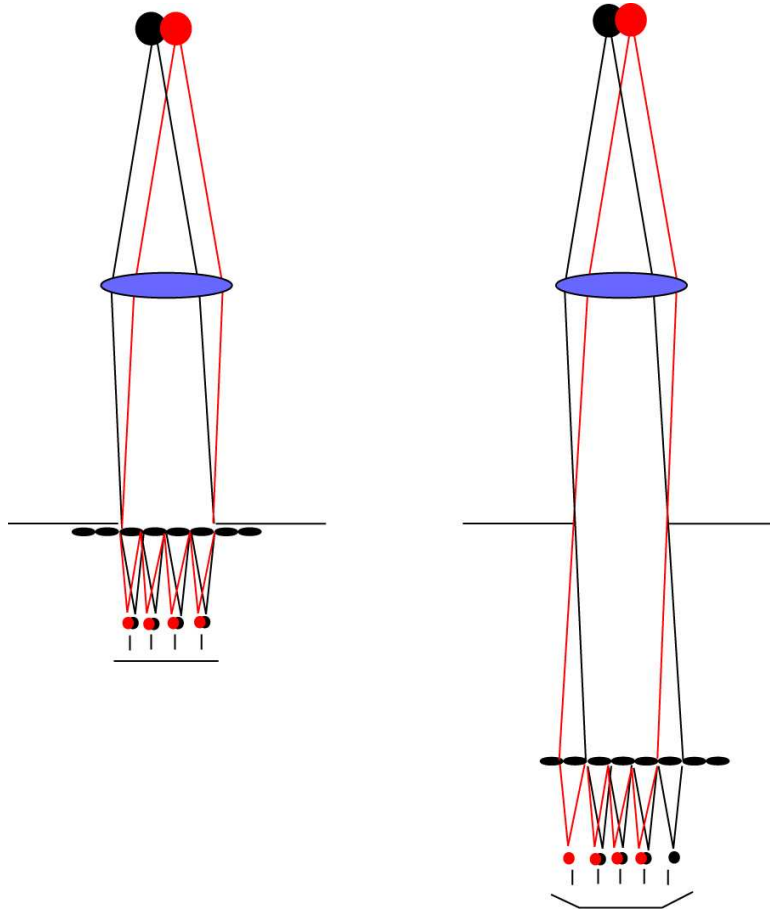


FIG. 5.2 – Sur la gauche, la pupille du montage est inscrite dans la pupille du HASO et chaque microlentille fait l'image de l'intégralité de la source étendue. Sur la droite, la mesure ne se fait pas dans la pupille du montage et les microlentilles externes ne font l'image que d'une partie de la source étendue.

Dans l'image des sous-pupilles extérieures, un tilt local apparaît que le HASO analyse comme une aberration sphérique globale. La mesure est faussée. On place donc un diaphragme devant le HASO pour ne faire la mesure que sur les microlentilles qui «voient» l'ensemble de la source. L'utilisation du HASO se fait avec un trou source (DE) de 1 mm de diamètre, qui est le plus petit trou accessible sur la monture. Le diaphragme (DE) étant placé à 150 mm de la lentille (LE2), le champ est de 23 minutes d'arc. La taille du diaphragme devant la pupille du HASO est alors fixée par la distance à laquelle on place l'analyseur par rapport à la pupille du montage dont on a mesuré le diamètre. La taille du diaphragme devant le HASO est déterminée par :

$$\varnothing_{\text{Diaphragme}} = \frac{(D - d)\varnothing_{\text{Pupille}}}{D} \text{ et } D = \frac{\varnothing_{\text{Pupille}}}{\Theta_{\text{Champ}}}$$

avec d la distance entre le HASO et la pupille du montage comme représenté sur la figure 5.3.

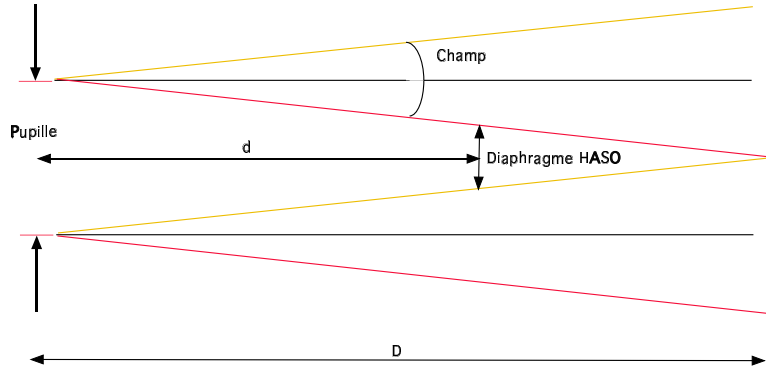


FIG. 5.3 – Coupe de rayons issus de trois points du champ (extérieurs et central) au sortir de la pupille du montage pour déterminer la taille du diaphragme devant le HASO.

Le HASO étant placé à 265 mm environ de la pupille du montage dans le cube (CPE), la taille du diaphragme pour obtenir une image complète de la source sur chaque microlentille est de 5.2 mm, supérieure à la taille de la pupille utile du HASO. Dans les faits, on utilise un diaphragme de 4.5 mm de diamètre pour pouvoir avoir une image, sur le détecteur du HASO, de la pupille sur laquelle se fait la mesure. Cette image permet d'estimer si la partie interceptée par le diaphragme est uniforme ou non. Le diaphragme n'étant pas placé sur la matrice de microlentilles mais sur la monture de la caméra, soit quelques millimètres en avant de la matrice, les sous-pupilles extérieures, à nouveau, n'interceptent pas tous les rayons du faisceau. On peut se convaincre de cet effet en augmentant l'intensité de la source jusqu'à la saturation sur les images des microlentilles : à l'extérieur de la pupille une bande sature pour des intensités plus élevées que la partie centrale, parce qu'elle ne fait pas l'image de l'ensemble des points de la source. Pour compenser cet effet, on réduit la taille de la pupille sur laquelle est faite la mesure, à partir du logiciel d'exploitation du HASO fourni par la société *Imagine Optic* (menu «set up» et «pupil»). Pour chaque mesure faite, le logiciel fournit la taille de la pupille sur laquelle est faite la mesure. Il est nécessaire de vérifier régulièrement la position de la pupille utilisée par le calcul dans le logiciel de mesure du HASO, en particulier lorsque les mesures deviennent instables. C'est très souvent dû au fait que la pupille éclairée s'est un peu décalée et que le calcul se fait avec des sous pupilles partiellement illuminées, sans pour autant provoquer de «pupil warning».

Une autre solution reviendrait à diaphragmer le faisceau au niveau du cube pour définir une pupille pour le montage adaptée à la distance à laquelle se trouve le HASO.

5.3.4 A propos de la mesure de rayons de courbure :

Il est commode d'utiliser le HASO pour collimater les faisceaux. Pour ce faire on suit la valeur du paramètre «radius» sur le front d'onde mesuré. Ce paramètre assimile l'onde mesurée à une onde sphérique et en déduit la valeur de son rayon de courbure. Ainsi, il est théoriquement possible d'obtenir des valeurs «infinies» ou plutôt de plusieurs centaines de mètres à plusieurs kilomètres lorsque le HASO fait une mesure sur un faisceau collimaté.

On peut cependant se poser la question de savoir à partir de quand un rayon peut être considéré infini.

La première approche, plutôt qualitative, consiste à estimer la divergence résiduelle au faisceau collimaté dans les conditions de mesure. Soit :

$$\tan\theta \approx \theta \approx r_{\text{pupille}}/\text{radius}$$

Pour une pupille de 4 mm de diamètre sur le HASO et une mesure de radius de 15 m, on parvient à une divergence de 0,013 mrad soient moins de 3 secondes d'arc d'erreur à la collimation!

Une autre approche, plus rigoureuse, consiste à calculer l'erreur sur la mesure du rayon de courbure, erreur induite par la déformation du front d'onde, ou de donner le rayon maximum mesurable par le HASO en fonction de la déformation selon la formule :

$$r_{\text{max}} = r_{\text{pupille}}^2 / (2 \times WFE_{ptv})$$

En prenant un WFE¹ de 20 nm *rms*, soit environ un WFE de 130 nm *ptv*², on obtient en considérant une pupille de 4 mm de diamètre, un rayon de courbure maximum de 15 m. Ainsi, avec un front d'onde déformé de 20 nm en valeur *rms* ($\approx \lambda/40$ dans notre cas), on peut donc considérer qu'un radius mesuré de 60 m correspond à un faisceau collimaté.

Dans toute la suite du document, il faudra avoir cette limitation à l'esprit dès que l'on parlera de mesurer un rayon de courbure «infini».

5.3.5 La mesure de contraste des franges d'interférence

Le contraste C des franges d'interférences se mesure par la formule classique :

$$C = (M - m)/(M + m)$$

où M est la valeur maximale du signal et m sa valeur minimale, en général en ADU. Le contraste maximum est recherché en modifiant la position en z d'un des miroirs de l'interféromètre de façon à afficher la frange centrale de l'interférogramme sur le détecteur CCD.

Le calcul du contraste peut également se faire en soustrayant le fond f (réflexions parasites, lumière ambiante et bruit de la caméra) dont la valeur est estimée grâce à la caméra CCD à partir de la valeur minimale mesurée hors champ. Le paragraphe suivant 5.3.6 détaille l'évaluation théorique de la lumière parasite du montage. Une fois la valeur du fond f mesuré, le contraste peut s'exprimer à partir de $M - f$ et $m - f$, soit :

$$C' = (M - m)/(M + m - 2f)$$

Dans la suite du document, les notations C et C' sont maintenues pour les 2 types de contrastes.

5.3.6 Evaluation de la lumière parasite en fonction du positionnement des lames quart d'onde

On peut considérer que f est constitué du bruit b de la caméra auquel s'ajoutent la lumière parasite p , c'est-à-dire la lumière due aux réflexions parasites sur les différents dioptrés

1. Wave Front Error : erreur au front d'onde plan

2. Peak To Valley

du montage, et la lumière ambiante. Une solution pour éliminer cette lumière ambiante serait de placer un filtre dont la bande passante serait adaptée à la résolution axiale théorique de l'OCT. En fait, pour le moment, on se contente de placer un cylindre de canson noir au niveau du détecteur de la caméra CCD.

En matière de lumière parasite, dans le montage la lumière est polarisée linéairement jusqu'aux lames quart d'onde utilisées pour faire tourner la polarisation rectiligne de 90° après réflexion. Les réflexions parasites ne peuvent donc venir que des dioptries situés entre la face arrière des lames quart d'onde et le miroir de renvoi du bras concerné (MIR ou MIM par exemple). D'autre part, les optiques ont été traitées anti-reflet de sorte que, sur 50 nm autour de 770 nm, la réflexion soit inférieure à 0.5% par dioptrie. Si on considère que les premières réflexions sont prépondérantes et si on appelle n le nombre d'optiques après la lame quart d'onde, la quantité de lumière parasite maximale revenant d'un bras est $(2n + 1) \times 0.5\%$ du flux entrant dans ce bras. Pour une interférométrie où l'intensité injectée dans chaque bras est égale à la moitié de la dynamique de la caméra (ici 255 ADU),

$$p = (2n + 1) \times 0.5\% \times 255$$

n	0	1	2	3	4
p (ADU)	1	3	5	7	9
Configuration actuelle	Demi Michelson	Demi Linnik	Michelson	Linnik	Michelson Complet

Le cas $n = 0$ correspond à la situation où, pour n'importe quelle configuration, la lame quart d'onde est le dernier élément optique d'un bras. Quand $n \neq 0$, la lame quart d'onde est le premier élément du bras, placée après le cube CPE dans la configuration décrite. Quand $n = 0$, $C \approx C'$ entre deux miroirs. Dans le cas où un objet de faible réflectivité est placé au bout du bras de mesure, pour obtenir un contraste interférométrique maximum il faut que les intensités réfléchies par chaque bras soient égales. L'intensité injectée dans le bras de mesure n'est alors plus égale à celle injectée dans le bras de référence et la formule décrivant p n'est plus valable. Néanmoins la meilleure position pour les lames quart d'onde est toujours devant l'échantillon et le miroir de référence.

Remarque : Le déplacement des lames quart d'onde a un effet sur la conjugaison des différents plans dans le bras concerné par le déplacement. Passer d'une position après le cube séparateur CPE à une après la lentille LM2-1 ou LR2-1 modifie le transport de pupille et la conjugaison des champs qui doivent être réglés à nouveau!

5.3.7 Mesure de la puissance lumineuse au sortir du diaphragme

On fait une mesure de la puissance avec un Wattmètre à la sortie du diaphragme d'entrée DE. La mesure avec le Wattmètre utilisé se fait à une longueur d'onde précise, déclarable avant la mesure. Celui-ci ne tient pas compte de la largeur de bande et considère chaque photon détecté comme portant l'énergie de la longueur d'onde déclarée. Or, le spectre de la LED décroît de 50%, quasi uniformément, depuis l'intensité de radiation centrale (770 nm) aux bords du spectre (± 25 nm). Il n'y a pourtant que très peu de biais introduit dans la mesure car la sous-estimation faite aux courtes longueurs d'onde du spectre est compensée par la surestimation aux grandes. La mesure au Wattmètre avec un diaphragme de diamètre 2 mm donne une puissance lumineuse de $320 \mu W$. La puissance équivalente pour un diaphragme de 2.6 mm, *i.e* définissant un champ de 1° , est donc d'environ $548 \mu W$ alors que la valeur attendue est de l'ordre de $1.3 mW$. Ça ne paraît pas pourtant réductible et ce pour plusieurs raisons. D'abord l'objectif de microscope (LE1) est placé suffisamment loin du diaphragme (DE) pour pouvoir y intercaler le polariseur (PE). On a déjà évoqué ce choix dont le motif principal est de ne pas introduire les aberrations du

polariseur, amené à être tourné, dans le faisceau principal non collimaté après (DE). Pourtant, à terme, on peut imaginer le placer après (DE) et ainsi rapprocher l'objectif (LE1) de (DE) de façon à s'assurer qu'un maximum de points de la source émettent un faisceau qui ne soit pas arrêté par (DE) (d'où augmentation du flux lumineux après (DE)). Enfin, la mesure de la puissance au sortir de (DE) a été faite selon les recommandations du constructeur de la LED en termes de courant afin de ne pas risquer de la faire claquer. Les difficultés rencontrées à l'alignement du bras d'entrée sont à l'origine de tant de précautions, mais on sait que si le fabricant propose 200 mA comme courant de fonctionnement (courant avec lequel la mesure a été faite), il y a moyen d'en tirer davantage en l'augmentant suffisamment pour gagner le facteur manquant sur la puissance lumineuse après (DE).

5.4 Procédure d'alignement

La procédure d'alignement du montage dont le développement a été ralenti par les délais de livraison du miroir déformable, est détaillée en l'état dans un document annexe

5.5 Premières mesures

Dans le document annexe on peut trouver le détail des mesures. Elles sont faites dans différentes configurations :

- demi Michelson : miroirs intermédiaires aux foyers des lentilles (LR1-1) et (LM1-1) absentes
- demi Linnik : demi Michelson avec les lentilles (LR1-1) et (LM1-1)
- Michelson : des miroirs sont placés aux foyers des lentilles (LR2-1) et (LM2-1) sans (LR2-1) et (LM2-1)
- Linnik : des miroirs sont placés aux foyers des lentilles (LR2-1) et (LM2-1).

Les mesures de contraste ainsi obtenues sont détaillées dans le tableau suivant avec en correspondance une estimation du Strehl différentiel.

Configuration	Contraste	SR _{Dif}
demi Michelson	0.96	0.92
demi Linnik	0.96	0.92
Michelson	0.95	0.9
Linnik	0.88	0.77

Si on se reporte maintenant aux tableaux des figures 4.12 et 4.15 et que l'on cherche à estimer pour chacun le SR différentiel entre deux miroirs, on trouve :

- 0.36 dans le cas où les SR sont estimés indépendamment des surfaces
- 0.86 dans le cas où on prend en compte les surfaces.

5.6 Conclusion

Cette étude nous mène à la conclusion que l'approximation qui tient compte des surfaces interceptées par les faisceaux parvient à une bien meilleure estimation des valeurs de SR différentiels, même si cette approximation semble conduire à une légère surestimation dans l'état (mais rien ne prouve que cette perte de SR par rapport à l'estimation ne soit pas due pour le vrai montage à l'introduction d'aberrations différentielles de montage qu'on a jusqu'alors négligées d'après les résultats de la simulation ZEMAX). Avant de pouvoir monter complètement le système couplé et éventuellement répondre à ces quelques questions encore en suspens, on peut essayer d'imaginer une procédure destinée à isoler les différents paramètres d'influence du montage pour parvenir à une méthode de calibration/mesure.

Chapitre 6

Proposition d'une méthode de calibration

Sommaire

6.1	Les problèmes posés	148
6.2	La distorsion	148
6.2.1	Dans l'interféromètre	148
6.2.2	Dans le bras de sortie 4-phases	149
6.2.3	Critère de compensation/calibration	149
6.3	La transmission dans le bras de sortie	150

Ce chapitre est destiné à évoquer un principe de calibration dont il faudra éprouver la validité à l'usage. Il ne prétend pas être complet mais plutôt livrer une logique qui nous est apparue au fur et à mesure de l'étude système.

6.1 Les problèmes posés

1. si les pixels voient un fond propre, la différence entre les 2 images issues d'un même bras ne fera pas zéro, là où il n'y pas de signal
2. si les pixels n'ont pas la même sensibilité, idem
3. si le bras 1 du 4-phases et le bras 2 n'ont pas les 4 mêmes transmissions ou si le SR différentiel de l'un et le SR différentiel de l'autre ne sont pas égaux, le contraste ne sera pas le même sur les couples d'interférogrammes 2-phases et la tentative $\cos^2 + \sin^2$ sera faite avec des termes d'amplitudes différentes et introduira un biais
4. si le retard du bras 2 par rapport au bras 1 n'est pas $\pi/2$, on ne somme pas un \cos^2 et un \sin^2 , même à amplitudes égales
5. si la distorsion décale les images on ne soustrait ni ne somme les mêmes zones d'image.

Ces phénomènes sont connus et un traitement a été prévu pour la détection, traitement évoqué au chapitre 3.8.9. Rien ne dit par contre que d'autres problèmes ne viendront pas se greffer. Quoiqu'il en soit, la calibration du montage se fera à partir de miroirs à la réflectivité connue pour cerner chacun des effets destructeurs. Une fois les mesures prises on verra ce qui peut être compensé et dans quelle mesure. Avant cela, il faut chercher à estimer le degré de précision nécessaire sur chaque mesure pour se défaire des erreurs. Dans la suite de ce chapitre, quelques idées sont avancées.

6.2 La distorsion

6.2.1 Dans l'interféromètre

L'outil qui paraît le mieux adapté à l'estimation de la distorsion est une (ou plusieurs) grille dont l'épaisseur des traits est égale au diamètre de la tache d'Airy correspondant à la partie du montage à calibrer. La distorsion d'un bras de l'interféromètre par rapport à l'autre ne peut pas être compensée. On doit se contenter d'en estimer l'effet en comparant par exemple la valeur du contraste interférométrique obtenu dans le montage entre deux miroirs plans avec celle du contraste entre un miroir plan et le bras de référence muni du miroir sphérique (MR3). D'après les études précédentes, l'effet nuisible d'un tel miroir sur la détection et le contraste est négligeable [§4.3.2].

Si on veut quand même mesurer la distorsion du bras de référence de l'interféromètre par rapport au bras de mesure, on peut placer une grille de pas $12 \mu m$ en transparence dans le diaphragme d'entrée (DE). Placer ensuite la caméra de façon à la conjuguer avec le champ du diaphragme (DE) sans passer par (MR3) puis avec le champ conjugué sur le miroir sphérique du bras de référence (MR3). Pour imager le champ de (MR3), et donc l'image de (DE) *via* (MR3), il suffit de placer un objectif dans le bras de sortie de l'interféromètre avec le système de gestion des polarisations habituelles. Pour imager (DE) sans passer par (MR3), on peut placer le détecteur au foyer de la lentille (LR1-1). Si on procède ainsi, on obtient donc deux images, de tailles identiques, de la grille placée en (DE). On doit veiller à ce que le point central de la grille par exemple (celui qui a le moins de chance de subir de distorsion) occupe le même pixel sur les deux images. On corrige l'image *via* (MR3) de la distorsion en assurant de façon logicielle la correspondance des points de la grille. La matrice permettant de ramener l'image *via* (MR3) sur l'image simple de (DE) est la matrice de compensation de la distorsion dans l'interféromètre.

6.2.2 Dans le bras de sortie 4-phases

Pour calibrer le système 4-phases, on se propose de «geler» la disposition de l'interféromètre en plaçant des miroirs de renvoi plans au foyer des lentilles (LR1-1) et (LM1-1). Les lames quart d'onde sont de fait installées entre le cube (CPE) et ces lentilles et on règle l'interféromètre de façon à obtenir dans le bras de sortie la même intensité lumineuse moyenne du bras de référence et du bras de mesure selon des directions de polarisation alignées avec les axes du cube (CPE). L'avantage d'une telle configuration est de ne pas avoir à souffrir des complications des extrémités de chaque bras, *i.e* l'œil d'une part et le bras de référence couissant de l'autre, tout en disposant d'un interféromètre polarisé. Une fois le bras de sortie 4-phases aligné, on renouvelle l'expérience précédente en plaçant la même grille en transmission dans le diaphragme (DE). Sur le détecteur, on établit alors pour chacun des quatre champs la matrice de transformation permettant de revenir à l'image étalon obtenue avant l'installation du bras de sortie 4-phases. Ces quatre matrices sont après applicables pour compenser la distorsion quel que soit le champ imagé.

6.2.3 Critère de compensation/calibration

Pour valider cette compensation de la distorsion on doit, en soustrayant deux images de la grille, tendre vers une valeur nulle. On a déjà évoqué qu'une distorsion de moins de 0.05% selon la définition donnée par ZEMAX (équation 4.10), ramenait à une énergie commune entre PSF supérieure à 90% et on a évoqué [§4.6] que cette distorsion pouvait être négligée. Si on reprend les équations de la détection 4-phases (sans évoquer le terme de SR différentiel inutile pour ce traitement), c'est-à-dire les équations 2.8 et 2.10, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R I_E} \cos \varphi) \\
 I_2 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R I_E} \cos \varphi) \\
 I_3 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2})) \\
 I_4 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R I_E} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2}))
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

ce qui revient à :

$$\begin{aligned}
 I &= (I_1 - I_2)^2 + (I_3 - I_4)^2 = I_R I_E \\
 \varphi &= \arctan\left(\frac{I_3 - I_4}{I_1 - I_2}\right)
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

Dans le cas où de la distorsion existe, suivant la direction x du plan par exemple, on peut écrire $I_1(x + \delta x, y) = I_2(x, y)$. Par conséquent,

$$I_1(x, y) - I_2(x, y) \simeq \frac{1}{4} \frac{\partial(I_R(x, y) + I_E(x, y))}{\partial x}$$

si on se place dans un cas sans interférence. Si le remplissage des pixels en x, y est constant, on parvient à une différence nulle. Par contre dans le cas de taches d'Airy, c'est-à-dire d'images de fonctions de Dirac, en supposant que le signal est échantillonné selon le critère de Shannon et que les étalements de PSF sont négligeables au-delà de leur premier maximum, on peut estimer la valeur de $I_1(x, y) - I_2(x, y)$ en fonction de la part d'énergie commune, *i.e* la surface commune aux PSF. Et dans le cas d'une distorsion de 0.05% :

$$\begin{aligned}
 I_1 - I_2 &\simeq \frac{1}{4}(0.1(I_R + I_E) + 4 \times 0.9\sqrt{I_R I_E} \cos \varphi) \\
 I_3 - I_4 &\simeq \frac{1}{4}(0.1(I_R + I_E) + 4 \times 0.9\sqrt{I_R I_E} \sin \varphi)
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

dont on tire :

$$I \simeq \frac{1}{16}((4 \times 0.9)^2(I_R R I_E) + 2 \times 0.1^2(I_R + I_E)^2 + 4 \times 0.9 \times 0.1(I_R + I_E)\sqrt{I_R R I_E}(\cos \varphi + \sin \varphi)) \quad (6.4)$$

et dans les conditions établies, comme évoqué au chapitre 4.6, on peut s'attendre à un contraste interférométrique de l'ordre de 44% et donc écrire que :

$$\sqrt{I_R R I_E} \simeq 0.22(I_R + I_E) \quad (6.5)$$

Ce qui nous permet de vérifier l'hypothèse que 0.05% de distorsion sont bien négligeables pour la détection 4-phases :

$$\begin{aligned} (4 \times 0.9)^2(I_R R I_E) &\simeq 13(I_R R I_E) \\ 2 \times 0.1^2(I_R + I_E)^2 &\simeq 0.2(I_R R I_E) \\ 0 \leq |4 \times 0.9 \times 0.1(I_R + I_E)\sqrt{I_R R I_E}(\cos \varphi + \sin \varphi)| &\leq 2.3(I_R R I_E) \end{aligned} \quad (6.6)$$

dont on tire que le terme dominant est le premier et que les autres peuvent être négligés devant. Dans ces conditions, la détection ne se fait plus qu'avec un signal sur bruit de l'ordre de 1.8 et le critère de moins de 0.05% de distorsion, pour que celle-ci soit négligée au niveau de la détection, paraît convenir dans l'approximation des taches d'Airy sans recouvrement (le maximum d'une PSF correspond au premier minimum de ses voisines dans le champ et on ne tient pas compte des superpositions éventuelles entre PSF).

A partir de ce critère on peut fixer les critères de la calibration/compensation lors de la soustraction des images de la grille : la valeur de la soustraction par pixel entre deux images de la grille corrigées et sans interférence doit être inférieure à 0.1 de la valeur du pixel en question. Corriger de cet effet de distorsion revient également à faire correspondre les pixels entre eux d'un champ à l'autre.

6.3 La transmission dans le bras de sortie

Pour que le traitement 4-phases soit pertinent il faut s'assurer que chaque pixel, qui constitue un détecteur indépendant, ait la même sensibilité que tous les autres ou au moins ceux avec lesquels il permettra de reconstruire le terme d'amplitude de l'échantillon. Avec une source montée en éclairage de Köhler validé par d'autres expériences, on illumine l'ensemble du détecteur et on établit les réponses de chaque pixel, c'est la calibration du détecteur. Puis on illumine à nouveau la caméra avec notre source, le champ défini par (DE) conjugué sur la matrice CCD, et ce au travers d'un minimum d'optiques que l'on tourne autour de l'axe pour repérer les défauts de transmission qu'ils induisent. En comparant ces deux cartes d'intensité de pixels, on obtient la sensibilité pixel à pixel et l'écart de notre éclairage à un champ uniforme. On replace alors la caméra au bout du bras de sortie, on ferme un bras de l'interféromètre, on enregistre l'image des quatre interférogrammes puis on procède de même avec l'autre bras. Par recouplement des ces cartes de sensibilité on calibre les défauts de transmission du montage dont on cerne ainsi les origines en termes de bras. Si les défauts ne peuvent être corrigés par réglages, on applique les corrections logicielles nécessaires à l'uniformisation des pixels faisant l'image du champ (DE), à l'exception des défauts propres aux miroirs de renvoi des bras de l'interféromètre réduit, miroirs que l'on peut faire tourner pour en dissocier les défauts sur les images.

Pour évoquer le critère d'uniformisation des pixels, on reprend les équations précédentes en introduisant un coefficient T correspondant au rapport des intensités entre I_1 et I_2 pour le pixel concerné :

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{4}(I_R + I_E + 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \\ I_2 &= \frac{T}{4}(I_R + I_E - 2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi) \end{aligned} \quad (6.7)$$

$$I_1 - I_2 \simeq \frac{1}{4}((1+T)(I_R + I_E) + (1-T)2\sqrt{I_R R I_E} \cos \varphi)$$

$$I_1 - I_2 \simeq \frac{1}{4}(1 - T + 0.44 \cos \varphi(1 + T)) \quad (6.8)$$

$$T \gg 0.4$$

Cette condition vaut pour retrouver l'expression simplifiée du rapport signal à bruit et doit être valide pour les quatre champs, chacun soustrait aux trois autres. Pour T égal à 0.9, la condition est remplie et le signal sur bruit de la détection est diminué d'un facteur 0.9/1.1 et est égal à 1.6.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse a été étudiée la faisabilité d'un instrument d'imagerie ophtalmologique 3D *in vivo* couplant les principes de l'OCT plein champ et de l'OA. Cette thèse fait suite à deux études séparées, l'une consacrée à l'optique adaptative [4] et l'autre à l'OCT [6] plein champ. Le principe d'OCT plein champ a été développé de façon à imager simultanément quatre interférogrammes décalés en phase en vue de se départir des mouvements de l'œil. L'optique adaptative est assurée par un miroir magnétique à 52 actionneurs guidé par un analyseur de surface d'onde type Hartmann, 32 par 32 sous-pupilles. Cette partie du montage est confiée à la société *Imagine Eyes* et n'est pas encore disponible.

Le montage comprend également un principe de mire active et un ajustement synchronisé avec le miroir déformable des positions en profondeur dans l'œil des volumes interférant. On a également laissé la place à un système de suivi de pupille en temps réel sous-traité également à la société *Imagine Eyes* et toujours en cours de validation.

Le couplage en l'état est monté dans sa partie interférométrique sans traitement 4-phases et les premiers essais de couplage avec l'optique adaptative sont à venir.

L'étude a mené à des estimations sur les caractéristiques théoriques du couplage qui doivent mener à une détection interférométrique avec un contraste de 86% et un rapport signal sur bruit de 3.6. La résolution axiale correspondante est de $3.9 \mu m$ et la résolution latérale de l'ordre de $2.3 \mu m$ en l'état (valeur estimée à partir des performances connues du BIM13 utilisé au sein de l'équipe pour de l'imagerie simple par optique adaptative [5, 4]). Les conditions de la détection sont les suivantes :

- longueur d'onde d'imagerie : 770 nm
- largeur de bande de la source d'imagerie : 50 nm
- champ d'observation : 1° (OCT-OA) ou 3° (OA)
- diamètre de la pupille de l'œil : 7 mm
- source de référence de l'optique adaptative : SLD à 830 nm

Cependant, il ne faut pas oublier que pour le moment la biréfringence de l'œil est à même de ruiner ces performances et les mesures sur l'œil ne pourront se faire sans compenser cet effet.

On a montré qu'en installant un second miroir déformable les performances du système seraient nettement améliorées, néanmoins, en l'état, les performances estimées – et seulement théoriques – correspondent tout à fait aux exigences médicales posées en début de manuscrit.

Au cours de l'étude, quatre brevets ont été déposés en copropriété entre l'Observatoire de Paris, le CNRS et *Mauna Kea Technologies*. Ils portent sur la solution Wollaston, la compensation Babinet-Soleil, le montage couplé et la mire active comme suit :

1. Compensation de la biréfringence cornéenne :
Dispositif et procédé pour compenser la biréfringence cornéenne dans un examen optique de parties de l'œil situées au-delà de la cornée et système d'examen de l'œil incluant un tel dispositif
Déposé le 22 Janvier 2004 : numero 04 00579
2. Brevet système général :

Système et procédé de tomographie *in vivo* à haute résolution latérale et axiale de la rétine humaine

Déposé le 22 Janvier 2004 : numero 04 00582

3. Brevet dit « Wollaston » :

Dispositif et procédé pour mesurer le contraste des franges dans un interféromètre de Michelson et système d'examen de l'œil incluant un tel dispositif

Déposé le 22 Janvier 2004 : numero 04 00580

4. Brevet dit « mire active » :

Dispositif et procédé de visée pour un examen de l'œil, et système d'examen de l'œil équipé de ce dispositif

Déposé le 22 Janvier 2004 : numero 04 00581

Les perspectives de ce montage sont d'abord, on s'en doute, de valider son principe sur un banc expérimental. D'abord l'association OCT-OA simple et en particulier les performances de correction du miroir déformable puis avec une extension pour le traitement 4-phases. Installer ensuite les spécificités ophtalmologiques : compensation du chromatisme focal et de la dispersion chromatique, suivi de pupille synchronisé avec le miroir déformable (à partir de la détection d'images de Purkinje) et compensation de la biréfringence de l'œil (Babinet-Soleil).

Aujourd'hui, Marie Glanc a installé son système d'imagerie par optique adaptative à l'hôpital des Quinze-Vingts et obtient depuis quelques mois des images grand champ de photorécepteurs sur des patients «non sélectionnés». Elle démontre ainsi le caractère reproductible de la prise d'images et devrait incessamment envisager l'imagerie d'yeux souffrant de diverses pathologies. Une fois que la validation du couplage OCT-OA aura été faite à l'Observatoire de Meudon, c'est ce montage qui ira s'installer à l'hôpital pour de l'imagerie 3D haute résolution de la rétine humaine *in vivo*, avant d'être développé sous une forme industrielle par la société *Mauna Kea Technologies*.

Annexe A

Longueur de cohérence

La notion de cohérence de la lumière est largement évoquée dans ce manuscrit. Indissociable de l'interférométrie, cette notion en est à l'origine, même si parfois c'est l'impression contraire qui est rendue tant cette partie de l'optique a été parfaitement formalisée depuis des siècles et n'a pas attendu qu'en soient expliquées les causes pour en traiter les effets. Le but de ce chapitre est de tenter d'éclaircir les phénomènes quantiques à l'origine des interférences.

«Quand un gaz, par exemple du cadmium, est excité dans de bonnes conditions par une décharge électrique, il émet de la lumière dont le spectre consiste en lignes étroites brillantes séparées de régions sombres – ce que l'on appelle un *spectre à raies d'émission*. Si la lumière d'une de ses raies est isolée et utilisée pour illuminer, par exemple, un interféromètre de Michelson ajusté pour donner des franges circulaires, on trouve que les franges sont discernables si les chemins optiques des deux faisceaux interférant sont presque égaux; mais que si la différence de marche est augmentée, la visibilité des franges décroît (en général pas monochromatiquement) jusqu'à éventuellement disparaître.

On peut essayer d'expliquer la disparition de ces franges en supposant que la raie spectrale de la lumière n'est pas strictement monochromatique, mais est faite de trains d'onde de longueur finie, dont *un large nombre défile dans des intervalles de temps aléatoires pendant la durée requise pour faire une observation*. Supposons pour le moment que tous ces trains d'onde sont identiques. Chacun dans l'interféromètre est divisé en deux trains d'onde de longueurs égales; et quand la différence de chemin optique dans les bras de l'interféromètre est plus grande que cette longueur, un des ces deux trains d'onde a dépassé le point d'observation P avant que l'autre n'arrive. Il n'y a alors pas d'interférence en P , interférences due à une paire de trains d'onde issus du même train d'onde incident; les trains d'onde superposés en P à n'importe quel moment sont issus de trains d'onde incidents différents, et parce que ceux-ci parviennent en P aléatoirement, et en une succession rapide, leurs contributions au terme d'interférence présente une moyenne nulle sur la relative longue durée nécessaire à une observation. [Au contraire, dans le cas où ils sont issus du même train d'onde, la superposition correspond à une somme de termes d'interférence présentant le même déphasage, la somme de ces termes d'interférence pendant le temps de pose est un terme d'interférence.]

On peut présenter cette explication sous une autre forme, qui est mathématiquement plus adaptée pour décrire la variation de la visibilité des franges avec la différence de marche, en utilisant la méthode d'analyse par transformées de Fourier. Soit $F(t)$ la distribution de lumière en un point à la date t , due à un train d'onde unique. On suppose que F est nulle pour $|t| \geq t_0$ ¹, et on l'exprime comme une transformée de Fourier

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu, \quad (\text{A.1})$$

1. t_0 est la demi-durée d'un train d'onde

et par le théorème d'inversion des transformées de Fourier,

$$f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{2\pi i \nu t} dt. \quad (\text{A.2})$$

Si N trains d'onde passent le point P pendant le temps requis pour faire une observation, la perturbation totale de la lumière impliquée dans l'observation peut être écrite

$$V(t) = \sum_{n=1}^N F(t - t_n), \quad (\text{A.3})$$

où les t_n décrivent les temps d'arrivée de chaque train d'onde. L'intensité de la lumière moyennée sur l'intervalle de temps $2T$ nécessaire à une observation est

$$I = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |V(t)|^2 dt \simeq \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} |V(t)|^2 dt \quad (\text{A.4})$$

si T est grand devant la demi-durée t_0 de chaque train d'onde. Maintenant à partir des équations A.1 et A.3,

$$V(t) = \int_{-\infty}^{\infty} v(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu, \quad (\text{A.5})$$

où

$$v(\nu) = f(\nu) \sum_{n=1}^N e^{2\pi i \nu t_n}; \quad (\text{A.6})$$

de façon à ce que, *via* le théorème de Parseval,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |V(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |v(\nu)|^2 d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} |f(\nu)|^2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N e^{2\pi i \nu (t_n - t_m)} d\nu. \quad (\text{A.7})$$

On a alors

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N e^{2\pi i \nu (t_n - t_m)} &= N + \sum_{n \neq m} e^{2\pi i \nu (t_n - t_m)} \\ &= N + 2 \sum_{n < m} \cos 2\pi \nu (t_n - t_m) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Maintenant, vu que les t_n sont distribués aléatoirement, il y a autant de chance pour les termes en cosinus d'être positifs que négatifs. Par conséquent, la valeur moyenne de la double somme dans l'équation A.7 sur un large nombre d'expériences similaires est N , et on en déduit, à partir des équations A.7 et A.4, que l'intensité moyenne est donnée par

$$I = \frac{N}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\nu)|^2 d\nu \quad (\text{A.9})$$

i. e. elle est proportionnelle à l'intégrale des intensités $i(\nu) = |f(\nu)|^2$ (superposition incohérente) des composantes monochromatiques à partir desquelles un train d'onde est bâti. Dans un interféromètre, chaque composante monochromatique donne naissance à une figure d'interférence et comme la différence de marche est augmentée depuis zéro, ces figures d'interférence présentent un déplacement mutuel croissant à cause de la différence de longueur d'onde. La visibilité des franges du coup décroît et toutes disparaissent quand la différence de marche est suffisamment grande.

Ces deux façons d'interpréter l'absence de franges pour des différences de marche suffisantes – en termes de succession aléatoire de trains d'onde finis ou de superposition de composantes monochromatiques distribuées sur une gamme de fréquences – sont pour la plupart des usages équivalentes; et à partir de cette discussion, on peut s'attendre à ce que plus les trains sont longs plus la gamme de fréquence sur laquelle on peut estimer la valeur des intensités à

partir des transformées de Fourier est étroite. On peut illustrer cette relation avec un exemple simple. Supposons que les trains d'onde soient tous de durée Δt , durée pendant laquelle $F(t)$ est simplement périodique avec une fréquence ν_0 , *i.e.*

$$\left. \begin{aligned} F(t) &= f_0 e^{-2\pi i \nu_0 t} & \text{pour } |t| \leq \frac{\Delta t}{2} \\ &= 0 & \text{pour } |t| > \frac{\Delta t}{2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.10})$$

où f_0 est constante. Alors, à partir des équations A.2 et A.10,

$$\begin{aligned} f(\nu) &= f_0 \int_{-\frac{\Delta t}{2}}^{\frac{\Delta t}{2}} e^{2\pi i (\nu - \nu_0) t} dt \\ &= f_0 \Delta t \left[\frac{\sin(\pi(\nu - \nu_0)\Delta t)}{\pi(\nu - \nu_0)\Delta t} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

La fonction $[\sin(\pi(\nu - \nu_0)\Delta t)/\pi(\nu - \nu_0)\Delta t]^2$, qui gouverne la distribution d'intensité des transformées de Fourier de l'équation A.10, est dessinée dans la figure A.1. L'intervalle de fréquences $\nu_0 - \Delta\nu/2 \leq \nu \leq \nu_0 + \Delta\nu/2$ sur lequel on peut parler d'intensité peut être considéré comme arbitraire, mais comme le premier zéro [...] correspond à $\nu - \nu_0 = \pm 1/\Delta t$, il est clair que

$$\Delta\nu \sim \frac{1}{\Delta t}. \quad (\text{A.12})$$

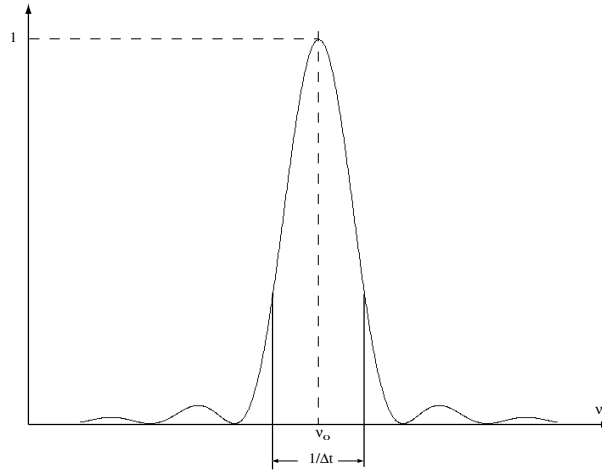


FIG. A.1 – La fonction $\left[\frac{\sin(\pi(\nu - \nu_0)\Delta t)}{\pi(\nu - \nu_0)\Delta t} \right]^2$

Ainsi l'intervalle de fréquences effectives du spectre de Fourier est de l'ordre de l'inverse de la durée d'un train d'onde simple.

Cet exemple, pour lequel les trains d'onde sont tous identiques et de forme simple, n'est qu'une idéalisation de la lumière venant de sources réelles. Selon la théorie atomique, la perte d'énergie des atomes pendant l'émission se traduit par une diminution de l'amplitude des trains d'onde. En plus, les atomes ont un mouvement thermique aléatoire relativement à l'observateur, de sorte que les spectres observés sont déformés par effet Doppler. Encore une fois, les atomes qui émettent sont perturbés par leurs voisins et les trains d'onde sont modifiés irrégulièrement. Pour ces raisons, il est difficile dans le cas d'une lumière réelle de donner un sens simple aux

termes «durée des trains d'onde» et «intervalle fréquentiel du spectre de Fourier». Néanmoins, pour n'importe quelle perturbation de la lumière $V(t)$, et sa transformée de Fourier inverse $v(\nu)$, il est possible de définir des quantités Δt et $\Delta \nu$ qui peuvent être considérées comme la durée moyenne des trains d'onde dont V est composé, et l'intervalle fréquentiel du spectre de Fourier; et on peut démontrer² que ces moyennes satisfont toujours la relation

$$\Delta t \Delta \nu \geq \frac{1}{4\pi} \quad (\text{A.13})$$

»³

Born et Wolf remarquent alors que «cette inégalité [est] en un sens analogue à la relation d'indétermination de Heisenberg en mécanique quantique». Si on remarque que l'énergie d'un photon est égale à $h\nu$, on parvient à partir de l'équation A.13 à l'inégalité de Heisenberg :

$$\Delta t \Delta E \geq \frac{\hbar}{2} \quad (\text{A.14})$$

Born et Wolf (et d'autres...) utilisent pour décrire cette équation la notion d'indétermination ou d'incertitude (*uncertainty* en anglais), terme ambigu dont l'interprétation est souvent abusive. Les grandeurs quantiques peuvent être mesurées avec la plus grande précision – pour s'en convaincre on peut se référer aux valeurs de masse des particules élémentaires – mais quand la mesure est renouvelée, elle ne reprend pas exactement la même valeur. Si on veut parler de principe d'indétermination, il faut préciser que cette indétermination est à la prévision de la mesure et non à la mesure elle-même. En renouvelant la mesure de l'énergie de transition d'un atome excité, on parviendra à une dispersion de la valeur mesurée. C'est ce qu'évoque l'inégalité de Heisenberg. De fait, dans le cas d'une source lumineuse qui émet des photons *via* par exemple la désexcitation d'un ensemble n d'atomes soumis à une décharge électrique simultanée, les photons seront émis sur une durée Δt et dans une gamme d'énergie ΔE équivalente à une largeur de bande $\Delta \nu$ et ce de façon à respecter les équations A.14 et A.13. Ces équations paraissent donc bien équivalentes et tendent à montrer que le phénomène d'interférence n'intervient qu'à la condition d'une cause commune à l'émission de photons (doublement commune : la cause d'excitation et les émetteurs (atomes, molécules)), ce qui explique que l'émission stimulée des lasers parviennent à des longueurs de cohérence «macrométriques» [2.3.4]. L'équation A.13 amène une justification aux interférences d'un point de vue ondulatoire, l'équation A.14 d'un point de vue corpusculaire. Je suis tenté alors d'évoquer une unification onde-corpuscule à laquelle on m'objectera que dans l'équation d'Heisenberg les grandeurs sont liées ce qui n'est pas le cas pour les interférences, mais n'est-ce pas la conséquence de l'empilement de différentes sources (atomes, molécules...)?

2. Born et Wolf, *Principles of Optics* §10.7.3

3. Traduction de *Principles of Optics*, Born et Wolf, Sixth Edition

Annexe B

Défocalisation et coefficient de Zernike

On peut avoir besoin de relier la valeur de la défocalisation mesurée en μm au coefficient de Zernike $z_4 \text{ rms}$, utile pour estimer les pertes de rapport de Strehl* et à terme de contraste interférométrique en fonction des aberrations et pour découpler l'influence de la défocalisation du reste des aberrations.

L'expression du coefficient de Zernike se rapportant à la défocalisation est de la forme :

$$z_4 = \sqrt{3}(2r^2 - 1) \quad (\text{B.1})$$

Le coefficient est donné en coordonnées polaires r et ϕ qui correspondent respectivement au rayon de la pupille et à l'angle fait par l'azimut du point considéré.

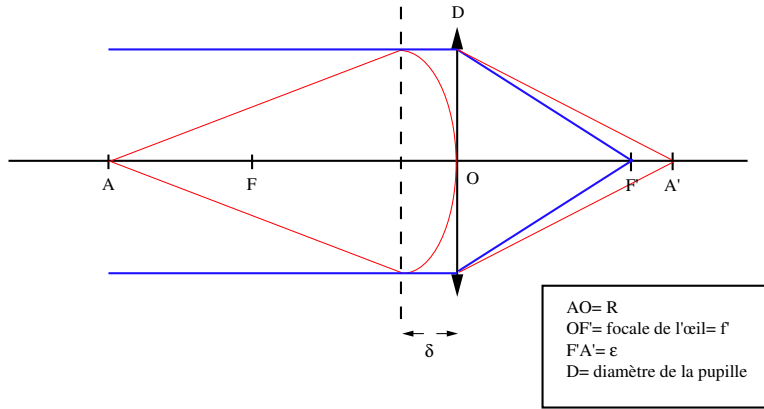


FIG. B.1 – *Illustration d'un effet de défocalisation (rouge) sur un front d'onde initialement plan (noir).*

On peut remarquer que $z_{4max} = \sqrt{3}$ et que $z_{4min} = -\sqrt{3}$, relations dont on peut déduire que les valeurs *peak to valley ptv* sont égales à $2\sqrt{3}$ des valeurs *rms* correspondantes. Le calcul démarre alors de la relation d'optique géométrique qui donne :

$$\overline{FA} \cdot \overline{F'A'} = f'^2 \quad (\text{B.2})$$

dont on déduit :

$$(R - f)\epsilon = f'^2 \simeq R\epsilon \quad (\text{B.3})$$

avec R le rayon de courbure du front d'onde menant à la défocalisation et $R \gg f$.

Dans le triangle rectangle ODA,

$$\begin{aligned} \frac{D^2}{4} + (R - \delta)^2 &= R^2 \\ \text{avec } \delta^2 &\ll 1 \text{ il vient} \\ \frac{D^2}{4} &\simeq 2R\delta \text{ soit} \\ \delta &\simeq \frac{D^2}{8R} \end{aligned} \tag{B.4}$$

Cette valeur de δ est l'erreur métrique *ptv* (δ et λ sont exprimés dans la même unité, μm par exemple) qu'on peut relier à l'erreur de phase ϕ *ptv* grâce à la relation :

$$\phi(\text{rad}) = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \tag{B.5}$$

pour en déduire la relation avec la valeur du coefficient de Zernike z_4 *rms* en radians :

$$\phi(\text{rad}) = \frac{\pi D^2}{4\lambda R} = 2\sqrt{3}z_4(\text{rad}) \tag{B.6}$$

soit :

$$z_4(\text{rad}) = \frac{\pi D^2}{8\sqrt{3}\lambda R} = \frac{\pi D^2 \epsilon}{8\sqrt{3}f'^2 \lambda} \tag{B.7}$$

dont on peut déduire la relation avec la défocalisation, par exemple en μm :

$$\boxed{z_4(\mu m) = \frac{\epsilon(\mu m)}{16\sqrt{3}N^2}} \tag{B.8}$$

avec $N = \frac{f'}{D}$.

Annexe C

La profondeur de champ

On peut estimer la profondeur de champ d'un système optique de différentes manières. La première consiste à calculer de manière rigoureuse la répartition d'énergie le long de l'axe optique pour l'image d'un objet ponctuel¹

Dans le cas d'un système optiquement parfait qui ne serait limité que par la diffraction, cette méthode mène à la relation :

$$I(u) = \left[\frac{\sin(u/2)}{u/2} \right]^2 \quad (\text{C.1})$$

où :

$$u = \frac{4\pi n z \sin^2(\alpha/2)}{\lambda} \quad \text{avec} \quad \sin(\alpha) \simeq \frac{D}{2f'} \simeq \frac{1}{2N'}$$

avec :

λ	Longueur d'onde dans le vide
n	Indice du milieu dans l'espace objet
f'	Distance focale du système dans l'espace objet
D	Diamètre de la pupille côté objet
N'	Nombre d'ouverture côté objet
z	Défocalisation

Une seconde méthode consiste à évaluer la perte d'énergie sur l'axe comme une perte de rapport de Strehl due à une aberration de focus (Annexe B). Pour ce faire il faut d'abord évaluer dans la pupille la valeur *rms* du WFE^* de focus qui correspond à un déplacement en z donné :

$$WFE = \frac{z}{16\sqrt{3}N'^2} \quad (\text{C.2})$$

puis évaluer le rapport de Strehl qui correspond à ce WFE^* . Ce qui mène à :

$$SR = e^{-\left(\frac{2\pi n WFE}{\lambda}\right)^2} = e^{-\left(\frac{\pi n}{8\sqrt{3}\lambda N'^2}\right)^2 z^2} \quad (\text{C.3})$$

La figure suivante permet de comparer les profils obtenus selon les deux méthodes pour un système d'imagerie rétinienne analogue à un œil dilaté seulement limité par la diffraction. En traits pleins la méthode liée au rapport de Strehl et en pointillés le calcul exact, avec les caractéristiques suivantes :

$$D = 7 \text{ mm}, \lambda = 770 \text{ nm}, n = 1.33 \text{ et } f' = n \times 17 \text{ mm}$$

1. Pour évaluer la profondeur de champ directement dans l'espace objet, on mène le calcul inverse : on calcule la variation de l'énergie sur l'axe au voisinage de l'image quand on déplace l'objet. Les équations sont les mêmes.

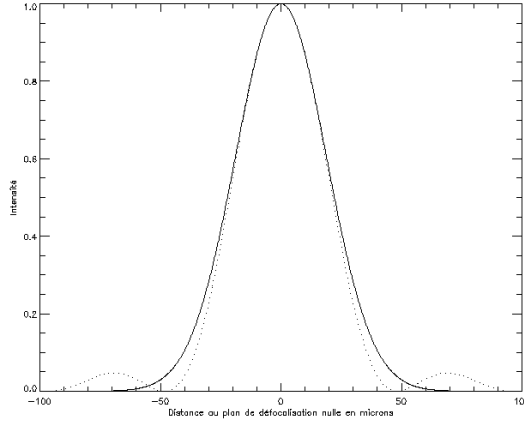


FIG. C.1 – *Profils de variation d'intensité sur l'axe au voisinage d'un foyer (défocalisation nulle). En trait pointillé le calcul exact et en trait plein l'approximation*

On constate que les deux courbes sont en assez bon accord, même au-delà d'une perte supérieure à 50%. Elles permettent toutes deux de mettre en évidence une longueur caractéristique de la répartition d'énergie sur l'axe, *i.e.* la profondeur de champ, que l'on peut prendre égale à la largeur à mi-hauteur de ces deux courbes :

$$L_{PC} = \frac{16\sqrt{3\ln(2)}\lambda N'}{\pi n} \simeq \frac{7.3\lambda N'^2}{n} \quad (\text{C.4})$$

Soit, dans le cas d'un œil dilaté observé à 770 nm :

$$L_{PC} \simeq 45 \mu m$$

Dans le cas d'une source étendue observée en imagerie classique, l'effet de profondeur de champ ne se manifestera pas comme une perte d'énergie le long de l'axe. En effet, la convolution de l'objet par des PSF plus ou moins étalées se fait à énergie constante. La notion de profondeur de champ est réservée à des objets ponctuels ou à des détails ponctuels dans un champ.

En imagerie confocale, au contraire, l'effet de profondeur de champ se manifestera effectivement comme une chute de signal. A la différence que cette fois, l'éclairage et la mesure étant toutes deux proportionnelles à $I(u)$, elle sera égale au carré de $I(u)$. S'en déduit un gain en résolution axiale proche de 1.4 d'un système confocal² (comme un cSLO³) sur un système plein champ.

Remarque : Les deux méthodes présentées ne s'appliquent qu'à des systèmes parfaits non aberrants. Pour s'en convaincre, la caustique d'un faisceau au voisinage du foyer est allongée en présence d'aberrations sphériques dans l'analyse du front d'onde et la profondeur de champ effective est alors plus grande que sa valeur théorique. De tels effets ne sont pas considérés ici. Néanmoins, les deux relations donnent la même limite inférieure à la profondeur de champ d'un système optique parfait qui observerait la rétine au travers d'une pupille ouverte à 7 mm, quel qu'il soit [Tableau C.1].

2. cette valeur est idéale, réservée à la description d'un système confocal idéal doté de diaphragmes d'entrée et de sortie de diamètres infiniment petits.

3. confocal Scanning Laser Optalmoscope

Système optique	en unité de longueur d'onde	à 770 nm
Plein champ	57.6λ	$44.4 \mu m$
Confocal	40.7λ	$31.4 \mu m$

TAB. C.1 – Valeur théorique de la profondeur de champ pour des systèmes parfaits d'imagerie de la rétine (diamètre de pupille : 7 mm)

La méthode *via* le rapport de Strehl présente l'avantage d'exprimer directement la perte de signal comme l'effet d'une aberration, ce qui permet de cumuler de façon naturelle avec les effets des autres aberrations et de faciliter les calculs de contraste dans le cas de l'OCT. Compte tenu du bon accord entre le calcul littéral et cette méthode approchée, on conservera cette dernière.

Annexe D

Estimateurs pour le 4-phases

L'étude présentée ici a été faite à partir du travail de Didier Pelat chercheur au LUTH (Laboratoire de l'Univers et de ses THéories) de l'Observatoire de Paris Meudon [45].

Au chapitre 2.3.2, l'étude sur le rapport signal sur bruit est faite à partir d'un estimateur «naturel». Le problème comme il a été introduit dans ce chapitre,

$$\begin{aligned} x_i &= \sqrt{m} \cos(\varphi) + b_i \\ y_i &= \sqrt{m} \sin(\varphi) + b'_i \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

revient à trouver le meilleur estimateur du paramètre de «décentrement» de la loi de Rayleigh-Rice, étant données X_i et Y_i des variables aléatoires, x_i et y_i les valeurs prises par ces variables et $f(x_i, y_i)$ la fonction de densité de probabilité de ce couple.

La loi de Rayleigh-Rice est une loi suivie par la fonction de densité de probabilité du module d'une loi normale deux dimensions (2D) $f(x_i, y_i)$, de moyenne (μ_1, μ_2) et de matrice de variance-covariance $\begin{pmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 0 & \sigma^2 \end{pmatrix}$. Le paramètre de «décentrement» s'écrit alors $\mu^2 = \mu_1^2 + \mu_2^2$, avec $m = \mu^2$.

La loi de Rayleigh-Rice est donnée par :

$$g(r, \varphi) = r f(x_i, y_i) = r f(r \cos(\varphi), r \sin(\varphi)) \quad (\text{D.2})$$

$$g(r \mid \varphi^2) \begin{cases} = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2 + \mu^2}{2}\right) I_0\left(\frac{r\mu}{\sigma^2}\right) & r \geq 0 \\ = 0 & r < 0 \end{cases} \quad (\text{D.3})$$

avec r une valeur de la variable aléatoire $R = (X_i^2 + Y_i^2)$ et I_0 la fonction de Bessel d'ordre 0.

Si on pose que $z = r^2$ et sans détailler le calcul, on parvient à :

$$h(z \mid m) = \frac{1}{2} \exp\left(-\left(\frac{z + m}{2}\right)\right) I_0(\sqrt{zm}) \quad (\text{D.4})$$

Rappel sur la borne de Rao-Cramer : Pour déterminer la pertinence d'un estimateur il est intéressant de minimiser sa variance dans l'espace des mesures. La borne de Rao-Cramer fixe une limite théorique à cette minimisation, la borne de Rao-Cramer.

Soit t un estimateur non biaisé d'une fonction τ de θ . La moyenne de cet estimateur est définie par $E\{t\} = \tau(\theta)$ ¹ et sa variance par $\text{Var}(t) = E\{(t - \tau(\theta))^2\}$. A l'espérance mathématique peut être associé un produit scalaire qui en tant que tel obéit à l'inégalité de Cauchy-Schwartz. Soit f une fonction du n -échantillon (noté ξ) et du paramètre θ à estimer. D'après Cauchy-Schwarz on a :

$$E\{(t - \tau(\theta))^2\} E\{f(\xi, \theta)^2\} \geq [E\{(t - \tau(\theta))f(\xi, \theta)\}]^2 \quad (\text{D.5})$$

1. E est l'espérance mathématique définie par $\sum_i x_i p_i$ si $p_i = \text{Pr}(X = x_i)$ est la probabilité que X prenne la valeur x_i

d'où

$$\text{Var}(t) \geq \frac{[E\{(t - \tau(\theta))f(\xi, \theta)\}]^2}{E\{f(\xi, \theta)^2\}} \quad (\text{D.6})$$

Cette inégalité devient une égalité si, et seulement si, f est proportionnelle à $t - \tau(\theta)$, c'est-à-dire si :

$$f(\xi, \theta) = A(\theta)(t - \tau(\theta)) \quad (\text{D.7})$$

On cherche alors un cas d'usage pour lequel on a égalité, i.e. une fonction f de la forme décrite ci-dessus. Si on étudie le cas où le n -échantillon ξ provient d'une loi parente normale $N(\theta, \sigma^2)$, le paramètre à estimer θ est la moyenne μ de cette loi, la variance σ^2 étant supposée connue.

Dans le cas où l'échantillon ξ est formé à partir de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées, la fonction de vraisemblance² d'une réalisation ξ de cet n -échantillon devient :

$$L(\mathbf{x} \mid \theta) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_i - \theta}{\sigma}\right)^2\right\} \quad (\text{D.8})$$

et

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \theta} = \frac{n}{\sigma^2}(M - \theta) \quad (\text{D.9})$$

On voit alors que, dans le cas particulier de l'estimation, par la moyenne arithmétique, de la moyenne μ d'une population normale de variance connue, la fonction $\partial \ln L / \partial \theta$ est précisément du type recherché D.7 qui transforme l'inégalité de Cauchy-Schwarz en une égalité. Dans ce cas particulier, la fonction $\tau(\theta)$ est égale à θ . Si on procède alors, dans ces conditions, au calcul de l'équation D.6, on parvient à l'inégalité de Rao-Cramer ou de Fréchet :

$$\text{Var}(t) \geq \frac{[\tau'(\theta)]^2}{E\left\{-\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \theta^2}\right\}} \quad (\text{D.10})$$

Pour obtenir l'égalité, il faut et il suffit que :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \ln L = A(\theta)(t - \tau(\theta)) \quad (\text{D.11})$$

où $A(\theta)$ est une fonction quelconque du paramètre à estimer θ .

Si la variance d'un estimateur atteint cette borne, il est dit de **variance minimum limite ou MVB (Minimum Variance Bound)**. Dans notre cas la borne est atteinte si :

$$\sigma_{RC}^2 = E\{(\ln L)''\}^{-1} \quad (\text{D.12})$$

et cet estimateur est dit efficace, avec l'efficacité entendue comme :

$$\text{Eff}(t) = \frac{\text{Var}_{MVB}(\theta)}{\text{Var}(t)} \quad (\text{D.13})$$

Pour calculer la borne de Rao-Cramer pour notre estimateur, il est donc nécessaire d'exprimer la fonction de vraisemblance de $h(z \mid m)$:

$$L(z \mid m) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z_i + m}{2}\right) I_0(\sqrt{mz_i}) \quad (\text{D.14})$$

² L est la fonction de vraisemblance, la densité de probabilité de l'ensemble de l'observation $L(x_1, \dots, x_n \mid \theta) = \prod_i f(x_i, \theta)$ avec f la densité de probabilité de la loi parente

et

$$(\ln L)'' = \frac{1}{2}m^{-\frac{3}{2}} \sum_i z_i^{\frac{1}{2}} \frac{I_1(\sqrt{mz_i})}{I_0(\sqrt{mz_i})} + \frac{1}{4}m^{-1} \sum_i z_i \left(1 - \left(\frac{I_1(\sqrt{mz_i})}{I_0(\sqrt{mz_i})} \right)^2 \right) \quad (\text{D.15})$$

A partir de cette équation, l'espérance mathématique est calculée grâce à une méthode de simulation *Monte-Carlo*, dans les conditions de la loi des grands nombres. Un meilleur estimateur par rapport à la borne de Rao-Cramer est tel que :

$$(\ln L)' = -\frac{n}{2\sqrt{m}} \left(\sqrt{m} - \frac{1}{n} \sum_i^n z_i^{\frac{1}{2}} \frac{I_1(\sqrt{mz_i})}{I_0(\sqrt{mz_i})} \right) \quad (\text{D.16})$$

qui permet de distinguer deux cas :

1. $(mz_i)^{1/2}$ grand implique $\frac{I_1(\sqrt{mz_i})}{I_0(\sqrt{mz_i})} \simeq 1$ et on définit ainsi un estimateur $\hat{m}_2^{1/2} = \frac{1}{n} \sum_i^n z_i^{\frac{1}{2}}$

MVB dans ce cas

2. $(mz_i)^{1/2}$ petit mène à $(\ln L)' \simeq -\frac{n}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \sum_i^n z_i \right)$, indépendant de m !

discussion dont on tire que $(\ln L)'$ peut être exprimé comme $(\ln L)' = A(m)(r(m) - t)$ avec t l'estimateur MVB de $r(m) = m^{1/2}$.

A partir de là, trois estimateurs différents peuvent être trouvés et comparés :

1. $\hat{m}_1 = \frac{1}{n} \sum_i z_i - 2\sigma^2$ qui représente l'estimateur «naturel» non biaisé
2. $\hat{m}_2 = \left(\frac{1}{n} \sum_i z_i^{12} \right)^2$ MVB pour $(mz_i)^{1/2}$ assez grand
3. $\hat{m}_3 = \frac{1}{n} \sum_i r_i \frac{I_1(r_i\mu)}{I_0(r_i\mu)}$ en ayant considéré que $r_i = z_i^{\frac{1}{2}}$ et $\hat{m}_0 = \hat{m}_3^2$ avec \hat{m}_0 solution de

$$\sqrt{m} - \frac{1}{n} \sum_i^n z_i^{\frac{1}{2}} \frac{I_1(\sqrt{mz_i})}{I_0(\sqrt{mz_i})} = 0$$

La comparaison de l'efficacité de \hat{m}_1 et \hat{m}_3 a été faite par D. Pelat à partir de différentes tailles d'échantillons (de 30 à plus de 1000) et pour un rapport signal sur bruit μ^2/σ^2 typique de 5. L'efficacité de \hat{m}_1 est de l'ordre de 95% alors que pour \hat{m}_3 , elle est de l'ordre de 99.9%!

Ce gain au niveau de l'estimateur se fait au prix de l'automatisation informatique du traitement de fonctions de Bessel complexes et par conséquent longues à calculer. Pour le moment rien ne nous permet d'évoquer le gain en imagerie de ces quelques pourcents sur l'estimateur et par souci de simplification nous avons choisi d'utiliser l'estimateur «naturel». Néanmoins, dans un proche avenir, il sera sans doute intéressant d'estimer le gain sur l'imagerie, mais seulement après avoir résolu les problèmes plus cruciaux qui se posent aujourd'hui.

Annexe E

Définitions

1. **Amétrope** : qui présente une réfraction statique telle que le foyer de son système dioptrique se trouve soit en avant (myopie), soit en arrière (hypermétropie) de la rétine. (Méd. Biol. t. 1 1970). Contraire : emmétrope.
2. **Bimorphe** : un miroir bimorphe est constitué d'une feuille réfléchissante reposant sur des cales piezoélectriques. La surface des cales est découpée en secteurs constituant chacun un actionneur. L'application d'une tension sur les cales piezoélectriques permet d'obtenir une course sur les actionneurs et la déformation résultante s'étend sur toute la surface du miroir.
3. **Boucle fermée** : quand le gain de la boucle d'asservissement est non nul. Plus le gain est élevé, plus la correction du front d'onde est rapide et bruyante donc instable.
4. **Boucle ouverte** : quand le gain de la boucle d'asservissement est nul et que le système d'asservissement n'a aucun effet sur le front d'onde. L'intérêt du travail en boucle ouverte est la mesure en temps réel des aberrations du milieu grâce à l'analyseur de front d'onde.
5. **Critère de Shannon** : critère d'échantillonnage de l'information selon lequel, dans l'espace de Fourier, la fréquence d'échantillonnage doit être supérieure à $2D/\lambda$ (D diamètre de la pupille et λ la longueur d'onde) ce qui revient à dire dans l'espace direct que la taille du pixel doit être inférieure à la moitié de la tache de diffraction. On ramène souvent ce critère à échantillonner une PSF sur 2 pixels.
6. **Densité spectrale de puissance** : norme au carré de la transformée de Fourier.
7. **Emmétrope** : Cf amétrope.
8. **Energie cohérente** : «Le rapport de Strehl particulièrement adapté aux applications de concentration d'énergie, n'est pas très pertinent en imagerie où l'on cherche plutôt à améliorer la résolution donc à restituer les hautes fréquences de l'image. On s'intéressera donc plutôt au niveau d'atténuations des hautes fréquences $e^{-\sigma_\phi^2}$, qui est aussi l'énergie dans le pic cohérent avec une énergie totale unitaire :

$$E_c = e^{-\sigma_\phi^2} \quad (\text{E.1})$$

Le facteur E_c sera appelé énergie cohérente.[46]

L'énergie dans le halo est par conséquent $1 - E_c$.

[...] il est clair que lorsque la variance résiduelle de phase σ_ϕ^2 est faible (bonnes corrections), E_c tend vers 1, le halo peut être négligé devant le pic cohérent et :

$$SR \approx E_c = e^{-\sigma_\phi^2} \quad (\text{E.2})$$

Cette approximation n'est généralement pas valable en correction partielle !»[47]

9. **Etoile laser** : c'est une référence artificielle pour l'analyseur de front d'onde, ponctuelle et située dans la zone d'isoplanétisme.
10. **Fonction de transfert de modulation (FTM ou MTF)** : racine carrée du module de la transformée de Fourier.

11. **Hétérodyne** : combine une onde de fréquence ν_1 avec une onde générée localement de fréquence ν_2 différente, de façon à produire une nouvelle fréquence égale soit à la somme, soit à la différence de ν_1 et ν_2 .
12. **Isoplanétisme** : [48] deux fronts issus de deux sources séparées angulairement ne traversent pas les mêmes portions de la zone turbulente et ne sont pas dégradées de la même façon. Du point de vue statistique, cette évolution angulaire du front d'onde se traduit par une décorrélation progressive de la phase en fonction de l'angle. Le champ d'isoplanétisme est limité par une valeur minimale de la corrélation des PSF associées aux deux directions d'observation.
13. **Photons balistiques** : ce sont ceux qui n'ont subi aucune diffusion au travers du milieu éclairé. Pour les photons balistiques, l'intensité varie en fonction de la loi :

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{e}{l}\right)$$

avec I_0 l'intensité incidente, e l'épaisseur du milieu et l le libre parcours moyen de diffusion (Mean Free Path), soit la distance moyenne caractéristique du milieu entre deux diffusions. **On assimile dans ce manuscrit la notion de photons balistiques et d'énergie cohérente. Dans ce cas les photons balistiques sont ceux qui, rétrodiffusés (donc diffusés) par le tissu, ont un temps de vol qui leur permet d'interférer avec ceux du bras de référence. La modification de leur phase induite par la rétrodiffusion est inférieure à la valeur de la phase correspondant à la longueur de cohérence $(\frac{2\pi Lc}{\lambda})$.**

14. **Photons diffusés** : ceux-ci ont subi la diffusion, perdant l'information sur leur direction et phase initiales.
15. **Photons serpentes** : ce sont ceux qui ont suivi une trajectoire quasi balistique mais sans plus d'information sur leur phase initiale.
16. **Photopique** : la vision photopique est synonyme de la vision diurne. La vision nocturne est scotopique.
17. **Point Spread Function** : Fonction d'étalement du point : l'étalement visible et mesurable des photons émanant d'une source. La diffraction optique et la distorsion atmosphérique sont les principales causes de cet étalement sur une surface beaucoup plus étendue que l'image calculée géométriquement à partir des données du dispositif optique.
18. **Rapport de Strehl** : rapport entre les intensités centrales de la PSF déformée par les aberrations et de la PSF à la limite de diffraction :

$$S = \frac{|I(0,0)|_{aberrante}}{|I(0,0)|_{diffraction}}$$

avec $I(x,y)$ l'intensité de la PSF et (x,y) les coordonnées dans le plan image. Le rapport de Strehl peut être exprimé en fonction de la variance de la phase du front d'onde aberrant σ_ϕ^2 dans le cas d'une distribution gaussienne des aberrations (comme dans le cas de l'atmosphère) qui est le cas le plus communément admis.

$$SR = e^{-\sigma_\phi^2} \quad (\text{E.3})$$

Cette expression n'est valable que pour une dispersion faible de la phase, *i.e.* pour un milieu peu aberrant. (Cf énergie cohérente)

19. **Source de référence** : Cf étoile laser
20. **Wave Front Error (WFE)** : Déformation du front d'onde

Annexe F

Sources du montage

HE7601SG

GaAlAs Infrared Emitting Diode



ODE-208-996A (Z)

Rev.1
Jan. 2003

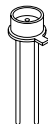
Description

The HE7601SG is a 770 nm band GaAlAs infrared emitting diode with a double heterojunction structure. It is suitable as a light source for optical control devices and sensors.

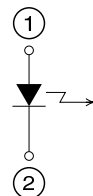
Features

- High efficiency and high output power

Package Type
• HE7601SG: SG1



Internal Circuit



HE7601SG

Absolute Maximum Ratings

($T_C = 25^\circ\text{C}$)

Item	Symbol	Value	Unit
Forward current	I_F	250	mA
Reverse voltage	V_R	3	V
Operating temperature	T_{opr}	-20 to +60	$^\circ\text{C}$
Storage temperature	T_{stg}	-40 to +90	$^\circ\text{C}$

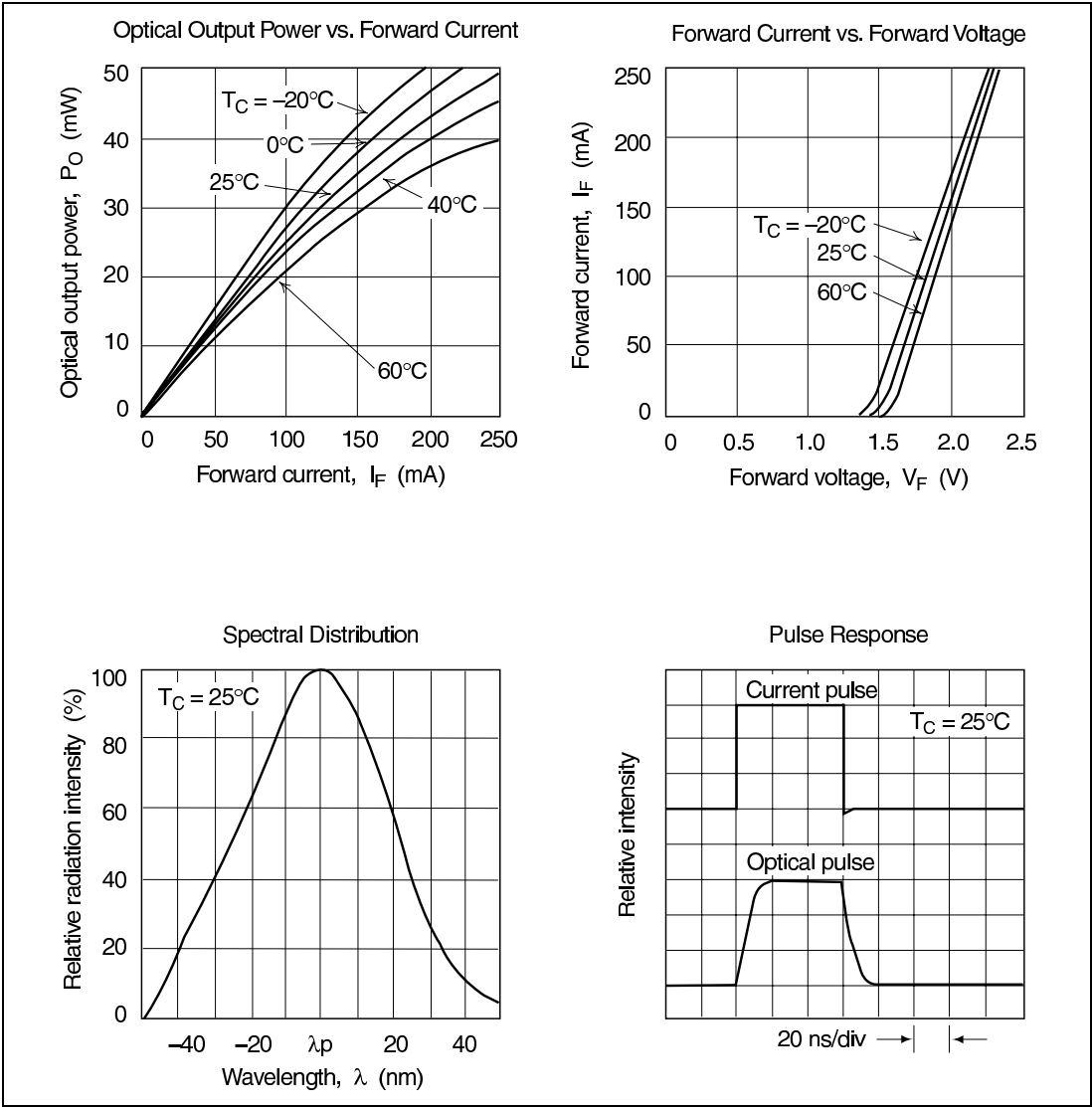
Optical and Electrical Characteristics

($T_C = 25^\circ\text{C}$)

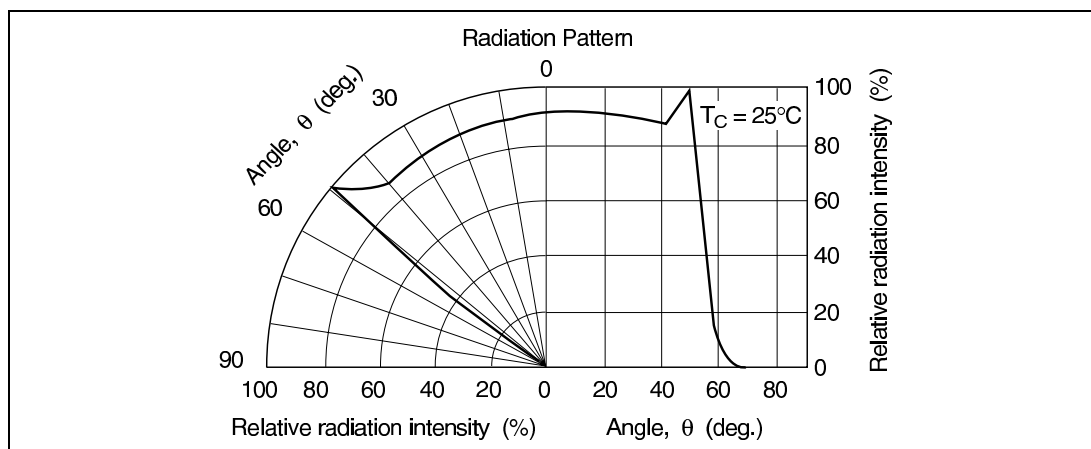
Item	Symbol	Min	Typ	Max	Unit	Test Conditions
Optical output power	P_O	30	—	—	mW	$I_F = 200\text{ mA}$
Peak wavelength	λ_p	740	770	800	nm	$I_F = 200\text{ mA}$
Spectral width	$\Delta\lambda$	—	50	60	nm	$I_F = 200\text{ mA}$
Forward voltage	V_F	—	—	2.5	V	$I_F = 200\text{ mA}$
Reverse current	I_R	—	—	100	μA	$V_R = 3\text{ V}$
Capacitance	C_t	—	30	—	pF	$V_R = 0\text{ V}$, $f = 1\text{ MHz}$
Rise time	t_r	—	10	—	ns	$I_F = 50\text{ mA}$
Fall time	t_f	—	10	—	ns	$I_F = 50\text{ mA}$

HE7601SG

Typical Characteristic Curves



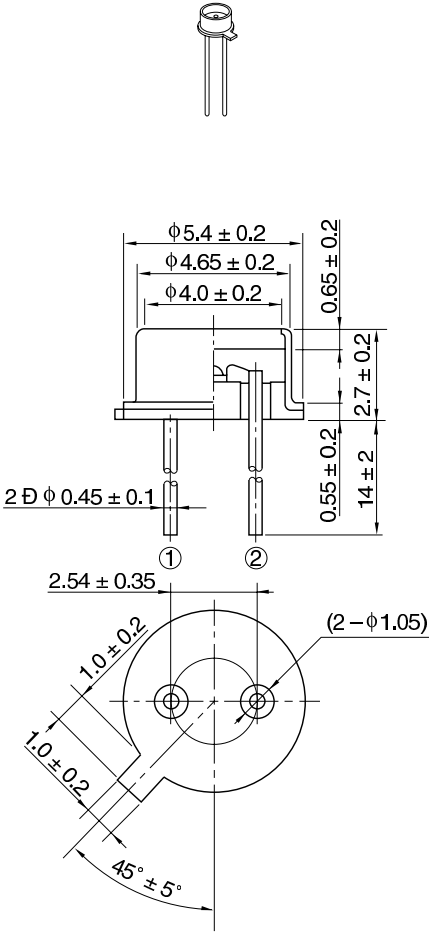
HE7601SG

Typical Characteristic Curves (cont)

HE7601SG

Package Dimensions

As of July, 2002
Unit: mm



OPJ Code	IR/SG1
JEDEC	—
JEITA	—
Mass (reference value)	0.25 g

HAMAMATSU

PRELIMINARY DATA

**SLD (Super Luminescent Diode)
L8414-04****Infrared Emitter with High Radiant Flux Density and Low Coherency****■FEATURES**

- High radiant flux density
- Low coherency

■APPLICATIONS

- Optical fiber gyroscopes
- Optical communication
- Optical measurement systems



The super luminescent diode (SLD) is an infrared emitter that has the advantages of both the laser diode and the LED; high radiant flux density and low coherency. The SLD was developed as a device that compensates for the disadvantages of laser diodes such as their coherent noise and is therefore ideal for applications where a higher S/N ratio is essential, for example in light-applied measurements and optical communications. A photodiode chip has also been mounted within the same package for monitoring the SLD output.

■ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS (T_c=25 °C)

Parameter	Symbol	Value	Unit
Forward Current	I _f	170	mA
Radiant flux (Light output)	Φ _e	5	mW
SLD Reverse Voltage	V _{r1}	1.5	V
PD Reverse Voltage	V _{r2}	20	V
Operating Temperature	T _{opr}	-10 to +70	°C
Storage Temperature	T _{stg}	-20 to +80	°C

■ELECTRICAL AND OPTICAL CHARACTERISTICS (T_c=25 °C, Φ_e=3 mW)

Parameter	Symbol	Min.	Typ.	Max.	Unit
Peak Emission Wavelength	λ _p	810	830	850	nm
Spectral Radiation Half Bandwidth	Δλ	10	15	25	nm
Forward Voltage	V _f	1.6	1.8	2.0	V
Forward Current	I _f	-	100	120	mA
Beam Spread Angle : Parallel	θ	15	20	25	degree
: Vertical	θ _⊥	25	35	45	degree
Monitor PD Current	I _m	80	160	260	μA
Cut-off Frequency	f _c	-	90	-	MHz
Coherent Length	L _c	-	50	-	μm

Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2004 Hamamatsu Photonics K.K.

SLD (Super Luminescent Diode) L8414-04

Figure 1: Emission Spectrum(Typ.)

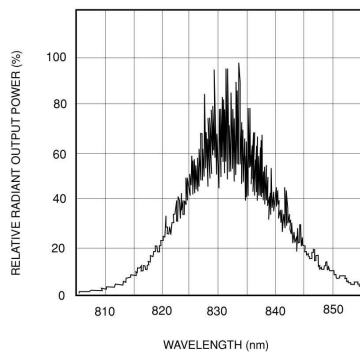


Figure 2: Radiant output Power vs. Forward Current(Typ.)

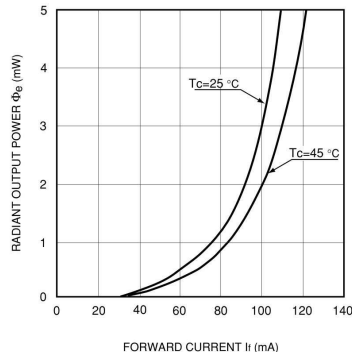


Figure 3: Directivity(Typ.)

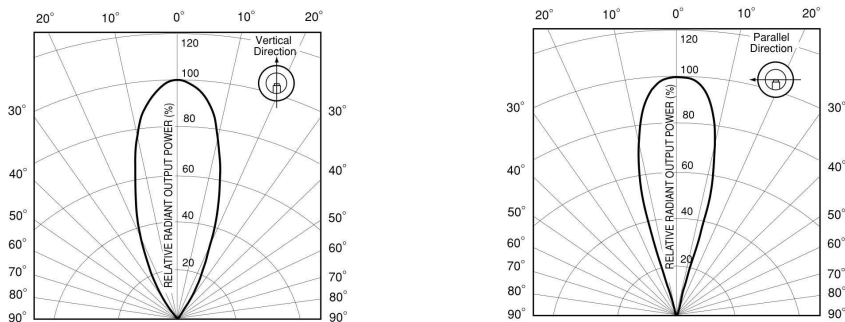
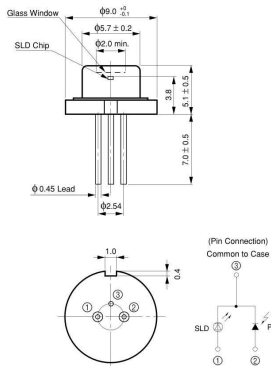


Figure 4: Dimensional Outline (Unit: mm)



HAMAMATSU

<http://www.hamamatsu.com>

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Laser Group, Sales Dept.

5000, Hirakuchi, Hamakita City, Shizuoka, 434-8601, Japan.

Telephone: (81)53-584-0227, Fax: (81)53-584-0228, E-mail: laser-g@lsr.hpk.co.jp

U.S.A.: Hamamatsu Corporation, 360 Foothill Road, P.O. BOX 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A. Telephone: (1)908-231-0990, Fax: (1)908-231-1219 E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658, E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L., 8, Rue du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: 33(1) 69 53 71 00, Fax: 33(1) 69 53 71 10, E-mail: info@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited, 2 Howard Court, 10 Tewin Road, Welwyn Garden City, Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: (44)1707-294888, Fax: (44)1707-325777, E-mail: info@hamamatsu.co.uk

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB, Smides väg 12, SE-171-41 Solna, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01, E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.R.L., Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741, E-mail: info@hamamatsu.it

Cat. No. LSLD1002E02
SEP. 2004 HPK
Printed in Japan

Bibliographie

- [1] S. Gruppetta. High-Resolution Retinal Imaging using Adaptive Optics in a Confocal Laser Scanning Ophthalmoscope. *Thèse de doctorat*, 2004.
- [2] P. L. Kaufman and A. Alm. Adler's Physiology of the eye. Clinical application. *Mosby ed. Tenth edition.*, 2002.
- [3] J. F. Le Gargasson, F. Lacombe, E. Gendron, P. Léna, M. Glanc, D. Lafaille, and C. Bellman. Imagerie rétinienne in vivo par optique adaptative. *Demande d'avis au comité consultatif de protection des personnes dans la recherche biomédicale*, 2004.
- [4] M. Glanc. Applications ophtalmologiques de l'optique adaptative. *Thèse de doctorat de l'université Paris 11*, 2002.
- [5] M. Glanc, E. Gendron, F. Lacombe, D. Lafaille, J. F. Le Gargasson, and P. Léna. Towards wide-field retinal imaging with adaptive optics. *Opt. Com.*, 2004.
- [6] H. Gardette. Tomographie par interférométrie à faible cohérence optique et à champ large dédiée à l'imagerie médicale in vivo en ophtalmologie. *Thèse de doctorat de l'université Paris 6*, 2001.
- [7] S. Martinez, S. Macknik, and D. H. Hubel. The role of fixation eye movements in visual perception. *Nature Reviews Neuroscience*, 5:229, 2004.
- [8] D. G. Hunter, N. P. Saurabh, and D. L. Guyton. Automated detection of foveal fixation by use of retinal birefringence scanning. *App. Opt.*, 38:1273–1278, March 1999.
- [9] L. A. Riggs, F. Ratliff, J. C. Cornsweet, and T. N. Cornsweet. The disappearance of steadily fixated visual test objects. *J. Opt. Soc. Am.*, 43:495–501, June 1953.
- [10] P. Parsa, S. L. Jacques, and N. S. Nishioka. Optical properties of rat liver between 350 and 2200 nm. *App. Opt.*, 28:2325–2330, 1989.
- [11] J. M. Schmitt, A. Knüttel, M. Yadlowsky, and M. A. Eckhauss. Optical coherence tomography of a dense tissue: statistics of attenuation and backscattering. *Phys. Med. Biol.*, 39:1705–1720, 1994.
- [12] F. C. Delori and K. P. Pflibsen. Spectral reflectance of the human ocular fundus. *App. Opt.*, 28:1061–1077, March 1989.
- [13] N. Lopez-Gil and P. Artal. Comparison of double-pass estimates of the retinal-image quality obtained with green and near-infrared light. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14:961, 1997.
- [14] T. H. Ko, D. C. Adler, Fujimoto J.G., D. Mamedov, V. Prokhorov, V. Shidlovski, and S. Yakubovich. Ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging with a broadband superluminescent diode light source. *Opt. Exp.*, 12:2112–2119, May 2004.
- [15] L. Vabre. Microscopie interférentielle pour imagerie tridimensionnelle à très haute résolution. Application à la topographie et à l'imagerie dans les milieux diffusants. *Thèse de doctorat de l'université Paris 11*, 2002.
- [16] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Shuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto. Optical Coherence Tomography. *Science*, 1991.
- [17] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto. In vivo retinal imaging by optical coherence tomography. *Opt. Lett.*, 18:1864–1866, November 1993.

- [18] J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto. Optical coherence microscopy in scattering media. *Opt. Lett.*, 19:590–592, April 1994.
- [19] B. Hermann, K. Bizheva, B. Unterhuber, A. and Povazay, H. Sattmann, L. Schmetterer, A. F. Fercher, and W. Drexler. Precision of extracting absorption profiles from weakly scattering media with spectroscopic time-domain optical coherence tomography. *Opt. Exp.*, 12:1677–1688, April 2004.
- [20] B. Cense, N. A. Nassif, T. C. Chen, M. C. Pierce, S.-H. Yun, B. H. Park, B. E. Bouma, G. J. Tearney, and J. F. de Boer. Ultrahigh-resolution high-speed retinal imaging using spectral-domain optical coherence tomography. *Opt. Exp.*, 12:2435–2447, May 2004.
- [21] M. Wojtkowski, V. J. Srinivasan, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, A. Kowalczyk, and J. S. Duker. Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation. *Opt. Exp.*, 12:2404–2422, May 2004.
- [22] U. Morgner, W. Drexler, F. X. Kärtner, X. D. Li, C. Pitris, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto. Spectroscopic optical coherence tomography. *Opt. Lett.*, 25:111–113, 2000.
- [23] R. A. Leitgeb, W. Drexler, A. Unterhuber, B. Hermann, T. Bajraszewski, T. Le, A. Stingl, and A. F. Fercher. Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography. *Opt. Exp.*, 12:2156–2165, May 2004.
- [24] E. Beaurepaire, A. C. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, and H. Saint-Jalmes. Full-field optical coherence microscopy. *Opt. Lett.*, 1998.
- [25] O. Emile, F. Bretenaker, and A. Le Floch. Rotating polarization imaging in turbid media. *Opt. Lett.*, 21:1706–1708, October 1996.
- [26] A. Dubois, K. Grieve, G. Moneron, R. Lecaque, L. Vabre, and A. C. Boccara. Ultrahigh-resolution full-field optical coherence tomography. *App. Opt.*, 43:2874–2883, May 2004.
- [27] H. Babcock. The possibility of compensating astronomical seeing.
- [28] J. Liang, B. Grimm, S. Goelz, and J. F. Bille. Objective measurement of wave aberration of the human eye with the use of a Shack-Hartmann sensor. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11:1949–1957, 1994.
- [29] A. Roorda and D. R. Williams. The arrangement of the three cones classes in the living human eye. *Nature*, 1999.
- [30] H. Hofer, P. Artal, J. L. Aragon, and D. R. Williams. Dynamics of the wave aberration in the human eye. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001.
- [31] ANSI Z136.1. American National Standard for Safe Use of Lasers.
- [32] A. Cunningham and R. Shaw. Signal-to-noise optimization of medical imaging systems. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 16:621–629, March 1999.
- [33] T. H. Wagenblast, P. C. and Ko, J. G. Fujimoto, and U. Kaertner, F. X. and Morgner. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography with a diode-pumped broadband Cr³⁺:LiCAF laser. *Opt. Exp.*, 12:3257–3263, July 2004.
- [34] N. A. Nassif, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, S. H. Yun, B. E. Bouma, G. J. Tearney, T. C. Chen, and J. F. de Boer. In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve. *Opt. Exp.*, 12:367–376, February 2004.
- [35] S. H. Yun, G. J. Tearney, J. F. de Boer, and B. E. Bouma. Motion artifacts in optical coherence tomography with frequency-domain ranging. *Opt. Exp.*, 12:2977–2998, June 2004.
- [36] N. V. Iftimia, B. E. Bouma, J. F. de Boer, B. H. Park, B. Cense, and G. J. Tearney. Adaptive ranging for optical coherence tomography. *Opt. Exp.*, 12:4025–4034, August 2004.
- [37] J. Mertz, F. Amblard, E. Beaurepaire, and L. Moreaux. Combined scanning optical coherence and two-photon-excited fluorescence microscopy. *Opt. Lett.*, 24:969–971, 1999.
- [38] S. Bourquin, A. D. Aguirre, I. Hartl, P. Hsiung, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, T. A. Birks, U. Wadsworth, W. J. and Bünting, and D. Kopf. Ultrahigh resolution real time OCT imaging using a compact femtosecond Nd:Glass laser and nonlinear fiber. *Opt. Exp.*, 11:3290–3297, December 2003.

- [39] Y. Le Grand. La dioptrique de l'œil et sa correction. *La revue d'optique*, 1, 1965.
- [40] W. Drexler, C. K. Hitzenberger, A. Baumgartner, O. Findl, H. Sattmann, and A. F. Fercher. Investigation of dispersion effects in ocular media by multiple wavelength partial coherence tomography. *Exp. Eye Res.*, 66:25–33, 1997.
- [41] Hunter, Sandruck, Sau, Patel, and Guyton. Mathematical modeling of retinal birefringence scanning. *J. Opt. Soc. Am.*, 16, 1999.
- [42] Klein, Brink, and von Blokland. Birefringence of the human foveal area assessed in vivo with Mueller-matrix ellipsometry. *J. Opt. Soc. Am.*, 5, January 1988.
- [43] M. Tziraki, R. Jones, P. M. W. French, M. R. Melloch, and D. D. Nolte. Photorefractive holography for imaging through turbid media using low coherence light. *App. Phys.*, 70, 2000.
- [44] Melles Griot. Optics, Fiber Optics, Tables & Hardware, Lasers, Instruments & Lab Accessories. 2004.
- [45] D. Pelat. Cours de Bruits et Signaux. *Cours de D. E. A.*, page 172, 1996.
- [46] G. Rousset, P.-Y Madec, and D. Rabaud. Adaptive optics partial correction simulation for two telescopes interferometry. *Proceedings of ESO Symposium on High Resolution Imaging by Interferometry*, J.M. Beckers & F. Merkle ed., 39:1095–1104, 1991.
- [47] J. M. Conan. Etude de la correction partielle en optique adaptative. *Thèse de doctorat de l'université Paris Sud*, October 1994.
- [48] T. Fusco. Correction partielle et anisoplanétisme en optique adaptative: traitements a posteriori et optique adaptative multiconjuguée. *Thèse de doctorat de l'université de Nice Sofia-Antipolis*, 2000.